397-6-46
33/227
198а-1-44
А 174/716
801-17/3795

Е. МАХЪ.

УЧЕНІЕ

ОБЪ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВѢ и МАГНИТИЗМѢ

ВЪ ЭЛЕМЕНТАРНОМЪ ИЗЛОЖЕНІИ.

ГОСУД. БИБЛ. ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА

ПЕРЕВОДЪ СЪ НѢМЕЦКАГО

ПОДЪ РЕДАКЦІЕЙ

Л. П. Геймана

Преподавателя Электротехническаго Института.

ПОГАШЕНО

С.-ПЕТЕРБУРГЪ.
ТИПОГРАФІЯ МИНИСТЕРСТВА ВНУТРЕННИХЪ ДѢЛЪ.
1894.

Изъ Почтово-Телеграфнаго Журнала за Мартъ, Апрѣль, Іюль и Декабрь—1893 г. и Мартъ и Апрѣль—1894 г.

Государственная
БИБЛИОТЕКА
СССР
им. В. И. Ленина
20206-50
2011120698

ПРЕДИСЛОВІЕ.

Теорія электрическихъ и магнитныхъ явленій, достигшая въ послѣднее время столь значительнаго развитія и усовершенствованія, можетъ быть изложена во всей своей полнотѣ лишь при помощи высшаго анализа. Сочиненія по этой отрасли физики, изданныя Максуэллемъ, Маскаромъ и Жуберомъ, Васки и др., представляютъ собою классическіе образцы научнаго изложенія названныхъ явленій вовсеоружіи высшей математики.

Но, къ сожалѣнію, указанная зависимость полной теоріи электричества и магнитизма отъ высшаго анализа была причиною тому, что въ элементарныхъ учебникахъ физики предметъ этотъ излагался лишь съ экспериментальной стороны, при чемъ авторы довольствовались описаніемъ отдѣльныхъ явленій, и то далеко не всѣхъ, не пытаясь вывести ихъ какъ необходимыя слѣдствія изъ одного общаго закона и связать такимъ образомъ явленія эти между собою.

Однако, хотя попытка элементарнаго изложенія современнаго ученія объ электричествѣ и магнитизмѣ трудна, но не невозможна. Лучшимъ доказательствомъ этому служитъ изданное въ 1891 году профессоромъ Прагскаго Университета, Махомъ, руководство физики («Leitfaden der Physik für Studierende»), изъ котораго мы предлагаемъ читателямъ переводъ всего отдѣла объ электрическихъ и магнитныхъ явленіяхъ. Не смотря на то, что авторъ пользуется для своихъ выкладокъ только—нисшей математикой, ни одно изъ послѣднихъ научныхъ завоеваній въ области электричества и магнитизма не упущено имъ: ученіе о магнитныхъ слояхъ и нитяхъ, магнитная индукція и проводимость, распространеніе электрическихъ колебаній, самоиндукція и пр. все это нашло свое мѣсто въ изложеніи и приведено при помощи ученія объ электрическомъ и магнитномъ потенціалѣ въ стройную цѣльную систему. Таково достоинство этого сочиненія.

Что же касается его недостатковъ, если вообще здѣсь можетъ быть примѣнено это выраженіе, то они заключаются глав-

нымъ образомъ въ сжатости изложенія и проистекающей отсюда краткости, а иногда и отсутствіи поясненій при выводѣ одной формулы изъ другой; поэтому физику Маха нельзя рекомендовать начинающимъ или какъ руководство для среднихъ учебныхъ заведеній; но для лицъ, которыя пріобрѣли нѣкоторый навыкъ въ выкладкахъ нисшей математики и желаютъ при этомъ запасѣ математическихъ знаній составить точное представленіе о современномъ ученіи объ электричествѣ и магнитизмѣ, книга эта можетъ принести несомнѣнную пользу.

Въ руководствѣ Маха принята абсолютная система единицъ, при чемъ отдѣльныя единицы опредѣляются авторомъ постепенно по мѣрѣ надобности непосредственно послѣ введенія понятія о соотвѣтствующей величинѣ. Такимъ образомъ въ ученіи объ электричествѣ и магнитизмѣ Махъ опредѣляетъ лишь электрическія и магнитныя единицы, выводя ихъ изъ механическихъ, опредѣленіе которыхъ было имъ дано въ механическомъ отдѣлѣ курса. Такъ какъ мы печатаемъ переводъ только тѣхъ главъ, въ которыхъ излагается ученіе объ электричествѣ и магнитизмѣ, то, для подготовленія читателя къ пониманію встрѣчающихся въ этомъ ученіи абсолютныхъ единицъ, мы сочли нужнымъ изложить вкратцѣ въ видѣ введенія сущность абсолютной системы единицъ вообще и механическихъ единицъ въ частности.

Остается сказать нѣсколько словъ о самомъ переводѣ. Мы старались подойти возможно ближе къ подлиннику, конечно на сколько это позволяла русская рѣчь. При этомъ немаловажное затрудненіе представляла терминологія, введенная Махомъ въ свое руководство и основанная на отрѣшеніи отъ всякихъ гипотетическихъ представленій о сущности электричества и магнитизма. Такимъ образомъ термины: электричество, электрическій токъ и т. п., въ основаніи которыхъ лежитъ представленіе о какой-то жидкости и объ ея движеніи, изгнаны имъ изъ употребленія и замѣнены новыми, выражающими собою понятіе объ извѣстномъ состояніи тѣла. На сколько удачно мы перевели эти термины на русскій языкъ пусть судятъ читатели.

Редакторъ.

С.-Петербургъ
17 Мая 1894 года.

ВВЕДЕНІЕ.

Основанія ученія объ абсолютной системѣ единицъ.

Основныя и производныя единицы.

Для измѣренія каждой изъ встрѣчающихся въ физикѣ величинъ можно выбрать произвольную единицу; но можно построить систему единицъ такъ, что онѣ будутъ находиться другъ отъ друга въ извѣстной зависимости, при чемъ придется выбрать нѣкоторыя единицы произвольно и на нихъ уже строить всю систему остальныхъ единицъ. Оказывается возможнымъ логически вывести всѣ единицы въ опредѣленной зависимости другъ отъ друга, если произвольно выбрать три единицы. Эти три единицы называются *основными*, всѣ же остальныя, зависящія отъ нихъ *производными*, единицами. Система единицъ, выведенная изъ трехъ произвольныхъ единицъ такимъ образомъ, чтобы въ формулахъ, связывающихъ между собою величины, исчезли коэффиціенты пропорціональности, называется *абсолютною системою единицъ*. Три основныя единицы можно выбрать какія угодно не только по своему роду, но еще и по абсолютной величинѣ и сообразно выбору ихъ получится опредѣленная абсолютная система единицъ; мы однако будемъ разсматривать только ту систему, въ которой условно принимаются за основныя единицы—единицы длины, времени и массы и при томъ за единицу длины—сантиметръ, массы—граммъ *) и времени—секунда. Эту абсолютную систему единицъ принято для краткости называть C.G.S. системою, т. е. системою, основанною на единицахъ длины, массы и времени и спеціально на сантиметрѣ, граммѣ и секундѣ.

Теперь постараемся послѣдовательно получить изъ принятыхъ нами основныхъ единицъ производныя единицы для величинъ, встрѣчающихся въ механикѣ, руководясь при этомъ, какъ мы уже сказали, стремленіемъ,

*) Единица массы граммъ есть масса кубическаго сантиметра воды при 4°Ц., а граммъ, французская единица вѣса—вѣсъ того же объема воды.

чтобы въ формулахъ, связывающихъ величины между собою и служащихъ для опредѣленія численнаго значенія одной изъ величинъ по заданнымъ численнымъ значеніяхъ остальныхъ, коэффиціенты пропорціональности исчезли, т. е. сдѣлались равными единицѣ.

1) *Скорость.* Возьмемъ формулу для скорости v въ равномѣрномъ движеніи, выражающую, что скорость эта прямо пропорціональна пройденному пространству и обратно пропорціональна времени, въ теченіи котораго это пространство пройдено:

$$v = C\,\frac{l}{t},$$

гдѣ t—время, въ теченіи котораго было пройдено пространство l, а C—коэффиціентъ пропорціональности. Чтобы $C = 1$, можно выбрать произвольно только единицы для двухъ величинъ, при чемъ единица для третьей величины уже этимъ выборомъ опредѣляется; но въ данномъ случаѣ единицы для l и t уже выбраны именно сантиметръ и секунда; поэтому *C. G. S. единицею скорости есть та скорость, съ которою тѣло въ одну секунду, двигаясь равномѣрно, проходитъ одинъ сантиметръ.*

2) *Ускореніе.* Формула для ускоренія w въ равнопеременномъ движеніи имѣетъ видъ:

$$w = C\,\frac{v}{t},$$

гдѣ v есть измѣненіе скорости за время t. Разсуждая подобно предыдущему и принимая во вниманіе, что единица для t уже выбрана, а для v только что опредѣлена въ п. 1, найдемъ что *C. G. S. единица ускоренія есть такое ускореніе, при которомъ скорость черезъ каждую секунду измѣняется на C. G. S. единицу скорости.*

3) *Сила.* Формула, служащая для опредѣленія единицы силы есть:

$$f = C.\,m.\,w,$$

гдѣ f—сила, m—масса, на которую эта сила дѣйствуетъ, w—ускореніе, сообщаемое силою f массѣ m. Разсуждая подобно предыдущему, найдемъ: *C. G. S. единица силы есть такая сила, которая, дѣйствуя на массу грамма, сообщаетъ ей C. G. S. единицу ускоренія.* Эта единица называется *динъ.*

4) *Работа.* Опредѣляя единицу работы изъ формулы:

$$a = C.\,f.\,l,$$

гдѣ *a*—работа, произведенная силой f, на разстояніи l (при чемъ направленіе силы совпадаетъ съ направленіемъ движенія), найдемъ: *C. G. S. единица работы есть работа одного дина при перемѣщеніи точки приложенія по направленію силы, равномъ одному сантиметру;* эта C. G. S. единица работы называется *эргъ.*

Объ измѣреніи единицъ.

Абсолютныя величины производныхъ единицъ очевидно зависятъ отъ абсолютныхъ величинъ основныхъ единицъ и подъ *измѣреніемъ* производной единицы подразумѣваютъ символическое выраженіе, показывающее родъ этой зависимости. Пусть напр. A представляетъ собою абсолютную величину какой-нибудь производной единицы, а L, M и T—таковыя же величины основныхъ единицъ: длины, массы и времени. Тогда формула

$$(\text{Измѣреніе A}) = L\,M^{3/2}\,T^{-2}$$

показываетъ, что абсолютная величина единицы A прямо-пропорціональна: первой степени абсолютной величины единицы длины, степени $^3/_2$ абсолютной величины единицы массы и обратно пропорціональна квадрату абсолютной величины единицы времени. Символъ $L\,M^{3/2}\,T^{-2}$ называется измѣреніемъ единицы A.

Легко усмотрѣть, что абсолютныя величины единицъ находятся въ такой зависимости между собою, какая существуетъ между соотвѣтствующими измѣряемыми величинами въ силу формулы, связывающей эти послѣднія величины и на положеніи въ каковой формулѣ коэффиціента пропорціональности равнымъ единицѣ послѣдовалъ самый выборъ производной единицы.

На основаніи сказаннаго будемъ имѣть:

$$(\text{Измѣреніе ед. скор.}) = L\,T^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Точно также

$$(\text{Измѣреніе ед. ускор.}) = (\text{ед. скор.})\,T^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

но, на основаніи (1), единица скорости прямо пропорціональна единицѣ длины и обратно пропорціональна единицѣ времени; поэтому изъ (1) и (2) получимъ:

$$(\text{Измѣр. ед. ускор.}) = L\,T^{-2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3).$$

Разсуждая подобно предыдущему, найдемъ:

$$(\text{Измѣр. ед. силы}) = L\,M\,T^{-2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4) \text{ и}$$

$$(\text{Измѣр. ед. работы}) = L^2\,M.T^{-2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5).$$

Символы, стоящіе въ правой части равенствъ: 1, 3, 4 и 5, служатъ также и для обозначенія самой единицы. Вмѣсто того, чтобы писать:

$f = 10$ (ед. силы въ системѣ футъ, дециграмъ, минута)

пишутъ:

$$f = 10\ [(\text{футъ})\ (\text{дециг.})\ (\text{минута})^{-2}]$$

Или вмѣсто того, чтобы писать:

$$a = \frac{1}{3600}\ (\text{C. G. S единицъ работы})$$

пишутъ:

$$a = \frac{1}{3600}\ (\text{сн.}^2\ \text{гр. сек.}^{-2}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Такое обозначеніе единицъ особенно выгодно, какъ мы сейчасъ увидимъ, въ случаѣ перехода отъ одной системы единицъ къ другой.

О переходѣ отъ одной системы единицъ къ другой.

Покажемъ на частномъ примѣрѣ, какъ дѣлается этотъ переходъ. Пусть работу a равенства 6) требуется выразить не въ C. G. S ед. работы, а въ единицахъ работы такой системы, въ которой за основныя единицы приняты: миллиметръ, миллиграмъ и минута. Поставивъ въ выраженіи 6) въ символѣ единицы работы вмѣсто сантиметра равные ему 10 миллиметровъ, вмѣсто грамма равные ему 1000 миллиграмовъ и вмѣсто секунды равную ей $\frac{1}{60}$ минуты, получимъ:

$$a = \frac{1}{3600}\left[\ (10\ \text{миллимет.})^2\ (1000\ \text{миллигр.})\left(\frac{1}{60}\ \text{мин.}\right)^{-2}\ \right]$$

Если будемъ теперь временно разсматривать символъ, заключенный въ скобки [ ], какъ алгебраическое сочетаніе дѣйствительныхъ величинъ, то можемъ написать:

$$a = \frac{1}{3600}\ \frac{10^2 . 1000}{60^{-2}}\ [\text{миллим.}^2\ \text{миллигр. мин.}^{-2}]\ \text{или}$$

$$a = 100000\ (\text{миллим.}^2\ \text{миллигр. мин.}^{-2})$$

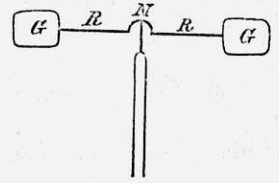
Въ послѣднемъ равенствѣ то, что заключено въ скобки, слѣдуетъ опять разсматривать, какъ символъ единицы работы въ требуемой системѣ единицъ.

I. Объ электричествѣ.

Электрическое состояніе.

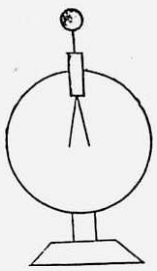
§ 1. Очень многія тѣла получаютъ послѣ тренія способность притягивать легкіе предметы. Съ явленіемъ этимъ были знакомы уже въ древности (Θалесъ Милетскій). Палочка сургуча, натертая сукномъ, притягиваетъ золотые листочки (фиг. 1), поддерживаемые стеклянной трубочкой RR, вращающейся на остріѣ N. Герике впервые замѣтилъ, что въ данномъ случаѣ послѣ прикосновенія происходитъ отталкиваніе между G и сургучемъ, а золотые листочки въ свою очередь получаютъ способность притягивать легкія тѣла. И такъ работой тренія можно привести тѣла въ своеобразное состояніе (электрическое), въ которомъ они сами получаютъ способность производить работу, выражающуюся, какъ полагалъ Дюфэ (Dufay), притяженіемъ ненаэлектризованныхъ и отталкиваніемъ наэлектризованныхъ тѣлъ. Это состояніе можетъ быть передано однимъ тѣломъ другому, но только на счетъ состоянія перваго. Если къ этому еще присовокупить наблюдаемое при этомъ явленіи перескакиваніе искръ, то легко понять, какъ могло возникнуть представленіе о существованіи въ каждомъ тѣлѣ нѣкотораго количества неизвѣстнаго (переносимаго) вещества, обусловливающаго это состояніе, т. е. представленіе объ электрической жидкости. Франклинъ, напримѣръ, говоритъ объ электрическомъ огнѣ, заряжаетъ лейденскія банки веществомъ молніи и т. д.

Фиг. 1.



Электроскопъ.

Фиг. 2.

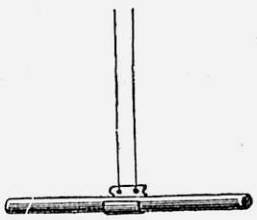


§ 2. Если тѣло устроено такимъ образомъ, что оно легко обнаруживаетъ свое электрическое состояніе, то его называютъ электроскопомъ. Удобную и простую форму представляетъ электроскопъ съ золотыми листочками (фиг. 2). Если коснуться шарика его наэлектризованнымъ тѣломъ, то вслѣдствіе взаимнаго отталкиванія золотые листочки разойдутся.

Два рода электричества.

§ 3. Стержень, подвѣшенный свободно (фиг. 3), сначала притягивается наэлектризованнымъ стержнемъ, а затѣмъ уже отталкивается имъ.

Фиг. 3.



Стержень изъ роговаго каучука, потертый лисьимъ мѣхомъ, отталкивается отъ такого-же стержня, потертаго тѣмъ же способомъ. Если потереть стеклянный стержень амальгамированной кожей, то онъ отталкивается отъ другаго стекляннаго стержня, потертаго подобнымъ же образомъ.

Фактами этими подтверждается положеніе Дюфэ (§ 1). Но когда Дюфе пожелалъ доказать общность своего положенія большимъ рядомъ разнообразныхъ опытовъ, его поразило открытіе, что потертый смоляной стержень (изъ роговаго каучука) притягивался потертымъ стекляннымъ стержнемъ. Вслѣдствіе того Дюфэ былъ принужденъ допустить: 1) что существуетъ два рода электричества, стеклянное и смоляное и что 2) однородныя электричества отталкиваются, а разнородныя притягиваются.

Какъ при помощи натертаго стержня изъ роговаго каучука, такъ точно и стекляннымъ натертымъ стержнемъ можно *зарядить* электроскопъ, т. е. заставить равойтись золотые листочки его. Но при помощи перваго заряда возможно также уничтожить второй. Такимъ образомъ эти два электрическія состоянія (или вещества) относятся другъ къ другу, какъ

положительныя и отрицательныя величины. Одно и то же тѣло, натертое различными тѣлами, можетъ обнаружить то одинъ, то другой родъ электричества. Поэтому въ настоящее время уже не говорятъ объ электричествѣ стекла и смолы, но только о положительномъ и отрицательномъ электричествѣ.

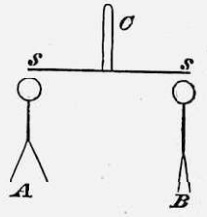
Изъ наблюденій (Ватсона, Франклина и Дюфэ) выяснилось, что изъ двухъ взаимно трущихся тѣлъ одно электризуется всегда положительно, другое отрицательно и при томъ такъ, что оба состоянія уничтожаютъ другъ друга при соединеніи зарядовъ. Поэтому, придерживаясь только что упомянутаго представленія, мы должны допустить, что положительное и отрицательное электричество образуется всегда въ одинаковыхъ количествахъ.

Проводники и непроводники.

§ 4. Стеклянный стержень только въ натертомъ мѣстѣ приходитъ въ электрическое состояніе. Но если прикоснуться наэлектризованнымъ тѣломъ къ одному концу металлическаго стержня, подвѣшеннаго на шелковинкахъ или удерживаемаго стеклянною ручкой, то тотчасъ-же и другой конецъ послѣдняго приходитъ въ электрическое состояніе. И такъ металлы имѣютъ свойство передавать электрическое состояніе отъ одной частицы къ другой, стекло же этимъ свойствомъ не обладаетъ (Грей).

Поставимъ заряженный электроскопъ (фиг. 4) А рядомъ съ такимъ-же незаряженнымъ В. Если соединимъ шарики стержнемъ S съ стеклянной ручкой С, то зарядъ тотчасъ-же раздѣлится между А и В, если только стержень S сдѣланъ изъ металла. Если же онъ стеклянный, то зарядъ останется въ А. Если зарядимъ А положительно, а В отрицательно до одинаковаго отклоненія золотыхъ листочковъ, то при соединеніи А и В металлическимъ стержнемъ листочки тотчасъ-же сходятся.

Фиг. 4.



На основаніи сказаннаго металлы называются проводниками, стекло же и другія подобныя ему въ этомъ отношеніи тѣла—непроводниками, или изоляторами.

*

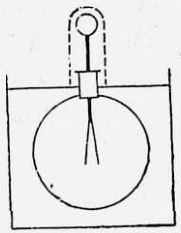
Имѣются хорошіе проводники, дурные проводники и полупроводники (дерево, бумага). Плавящееся стекло—проводникъ, а ледъ при—20° Ц.—изоляторъ. Только что отколотый кусокъ слюды представляетъ проводникъ, но по прошествіи нѣкотораго времени дѣлается непроводникомъ.

Заряженіе съ поверхности.

§ 5. Ле-Монье (Le Monnier) нашелъ, что полый внутри проводникъ и массивный одинаковой съ первымъ формы и величины, при одинаковой затратѣ работы на наэлектризованіе каждаго изъ нихъ, заряжаются одинаково сильно. Отсюда онъ вывелъ заключеніе, что электрическій зарядъ распространяется лишь по поверхности. Если представить себѣ зарядъ подвижнымъ и частицы его взаимно отталкивающимися, то можно a priori предвидѣть, что частицы удалятся на возможно далекое разстояніе, то есть, что зарядъ накопится на поверхности тѣла.

Берутъ небольшой чувствительный электроскопъ (фиг. 5) и укрѣпляютъ его въ цилиндрическомъ стекляномъ сосудѣ. Электроскопъ продолжаетъ быть чувствительнымъ даже въ томъ случаѣ, если наполнимъ сосудъ водою. Но если мы надѣнемъ металлическій колпакъ (обозначенный пунктиромъ), то золотые листочки будутъ находиться внутри проводника (вода+колпакъ +золотые листочки). Въ этомъ случаѣ отъ натертаго стержня изъ роговаго каучука можно получить перескакиваніе искры къ электроскопу и обратно извлечь таковую изъ электроскопа, причемъ золотые листочки каждый разъ останутся въ покоѣ, что и доказываетъ отсутствіе электричества во внутреннихъ частяхъ проводника, каковыми частями служатъ въ этомъ опытѣ золотые листочки.

Фиг. 5.



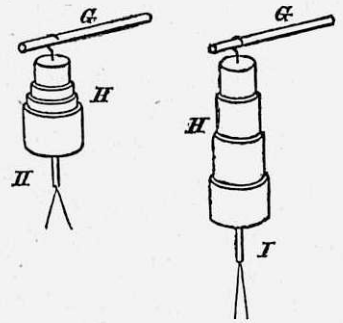
При увеличеніи поверхности одного и того-же проводника напряженіе заряда нѣкоторой опредѣленной части его замѣтно уменьшается, что замѣчается по уменьшающемуся отклоненію золотыхъ листочковъ электроскопа при послѣдовательномъ вытягиваніи помощью стекляннаго стержня G (фиг. 6) ряда входящихъ другъ въ друга металлическихъ цилиндровъ, насаженныхъ концентрически на стержнѣ электроскопа.

Благодаря основному свойству однородныхъ зарядовъ, выступающія части какого нибудь проводника (острія) зарядятся сильнѣе прочихъ. Поэтому то острія способствуютъ скорѣйшему разряженію въ окружающія тѣла. (Гордонъ, Франклинъ).

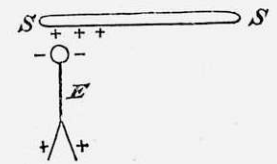
Индукція.

§ 6. Золотые листочки электроскопа E (фиг. 7) расходятся, если приблизиться къ нему съ наэлектризованнымъ стержнемъ S, не касаясь

Фиг. 6.



Фиг. 7.



самого прибора. При удаленіи стержня S золотые листочки опять опадаютъ, а это означаетъ, что зарядъ листочковъ долженъ былъ уничтожиться равнымъ, но противоположнымъ по знаку зарядомъ (другихъ частей электроскопа).

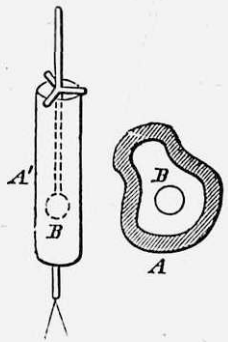
Благодаря тому, что равные, но противоположные по знаку заряды не могутъ зарядить тѣло, можно себѣ представить, что наэлектризованное тѣло обладаетъ одновременно равными противоположными зарядами, которые, на основаніи закона Дюфэ (§ 3), при приближеніи наэлектризованнаго тѣла, какъ это показано на фиг. 7, разъединяются, причемъ разноименное электричество движется на встрѣчу къ тѣлу, одноименное же удаляется. Это явленіе, замѣченное Греемъ, называется индукціей наэлектризованнаго тѣла на ненаэлектризованное.

Если ввести внутрь закрытаго со всѣхъ сторонъ (или почти со всѣхъ сторонъ) проводника A, напр. въ глубокій сосудъ A′, навинченный

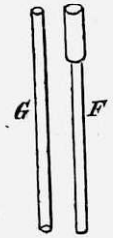
на электроскопъ (фиг. 8), заряженный (напр. + q) проводникъ B, не касаясь A, то на внѣшней сторонѣ появляется одноименное электричество, а на внутренней сторонѣ разноименное. Эти заряды равны между собою, ибо золотые листочки сходятся при удаленіи B. Величина и распредѣленіе внѣшняго заряда не зависитъ отъ положенія B внутри A: при перемѣщеніи B въ сосудѣ листочки остаются раздвинутыми на одинъ и тотъ же уголъ. Тоже самое имѣетъ мѣсто, если тѣломъ B коснуться A. Если послѣ того вынуть B (незаряженное по § 5), то отклоненіе останется всетаки безъ измѣненія. Отсюда видно, что при посредствѣ B уничтожается противоположный зарядъ внутренней поверхности сосуда, причемъ одноименный зарядъ наружной остается безъ измѣненія. Оба заряда были слѣдовательно по величинѣ равны заряду въ B (опытъ Фарадея).

Конецъ G (фиг. 9) стекляннаго стержня натирается кускомъ

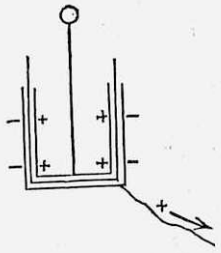
Фиг. 8.



Фиг. 9.



Фиг. 10.



амальгамированной кожи, насаженнымъ на концѣ такого же стекляннаго стержня F. Какъ G, такъ и F, введенные въ A, даютъ одинаковое отклоненіе золотыхъ листочковъ. Введенные одновременно они никакого отклоненія не производятъ. При треніи образовались слѣдовательно равныя, но противоположныя по знаку заряды (§ 3).

Лейденская банка.

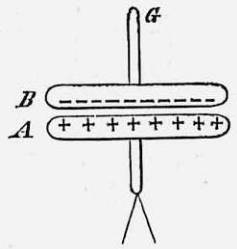
§ 7. Явленія въ лейденской банкѣ, открытой случайно при электризаціи воды въ бутылкѣ (фиг. 10) (Клейстъ, Мушенбрэкъ), были объяснены

Франклиномъ при помощи индукціи. Положительный зарядъ внутренней обкладки дѣйствуетъ черезъ вліяніе на внѣшнюю обкладку, причемъ почти равный отрицательный зарядъ притягивается, а почти равный положительный отталкивается въ землю, съ которою соединена эта обкладка. Если же соединимъ объ обкладки проводникомъ, то банка разряжается*).

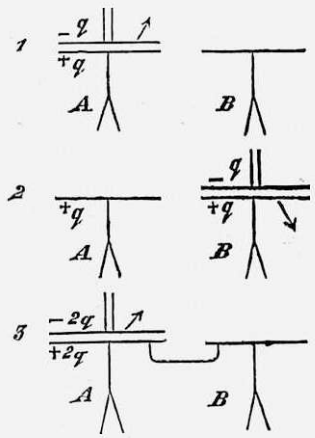
Увеличеніе заряда.

§ 8. Если на лакированную сверху пластинку A (фиг. 11) электроскопа, заряженнаго положительно, помѣстить пластинку B, лакированную снизу и снабженную изолирующей ручкой G, то на эту пластинку производится индукція. Если коснуться B пальцемъ, то положительный зарядъ уходитъ, листочки сходятся и распредѣленіе зарядовъ будетъ такое какъ показано на фиг. 11. Снявъ пластинку B, можно удалить изъ

Фиг. 11.



Фиг. 12.



нея отрицательный зарядъ, послѣ вторичнаго прикосновенія къ A опять положительный и т. д. Такимъ образомъ однократное заряженіе A можетъ служить для полученія сколь угодно большаго положительнаго и отрицательнаго заряда изъ B. Аналогичное явленіе, хотя и болѣе сложное, имѣетъ мѣсто въ электрофорѣ Вольты.

Въ электроскопѣ (фиг. 12) A (1), имѣющемъ зарядъ + q, верхняя

*) Лейденская банка, обкладки которой представляютъ собою не концентрическія цилиндрическія поверхности, а параллельныя плоскости, называется *Франклиновой доской*.

покрывающая пластинка, соединенная съ землей, получитъ зарядъ — q. Если послѣднюю помѣстить на B (2), причемъ B соединяютъ съ землею, то B получитъ также положительный зарядъ + q. Если соединимъ A и B проводникомъ между собою (3), причемъ верхняя покрывающая пластинка соединена съ землею, то въ A зарядъ будетъ + 2q, а на пластинкѣ — 2q. Это увеличеніе или вѣрнѣе сказать удваиваніе можетъ быть повторено сколько угодно разъ (Вольта, Кавалло, Беннетъ).

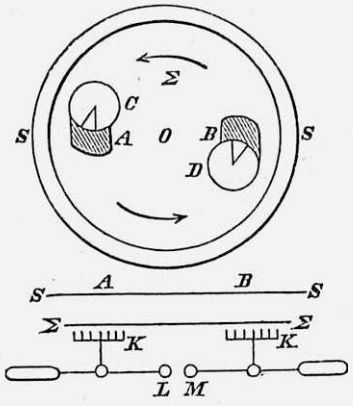
Электрическія машины.

§ 9. Для удобнаго полученія электричества въ большихъ количествахъ пользуются электрическими машинами.

Употребляющіяся еще въ настоящее время машины тренія, состоятъ изъ стекляннаго круга, вращающагося около оси и трущагося о подушку, покрытую амальгамой, отрицательное электричество которой уводится въ землю, въ то время какъ положительное круга всасывается металлическими остріями и направляется въ изолированный металлическій шаръ, называемый кондукторомъ. Можно также соединить кондукторъ съ землею, а на другомъ, соединенномъ съ подушками, накопить отрицательное электричество этихъ послѣднихъ.

Пусть въ плоскости чертежа находится стеклянный кругъ SS (фиг. 13) съ двумя бумажными обкладками A и B, отъ которыхъ бумажные же язычки входятъ въ круглыя вырѣзанныя въ стеклѣ отверстія C и D. Передъ кругомъ SS находится другой ΣΣ, вращающійся около O по направленію, указанному стрѣлками. Передъ этимъ послѣднимъ кругомъ расположены двѣ гребенки K (какъ разъ противъ бумажныхъ обкладокъ), соединенныя металлически съ шариками L и M. Если наэлектризуемъ A, напр. отрицательно и приведемъ въ соприкосновеніе шарики L и M, то B при вращеніи круга наэлектризуется положительно. Если же разъединимъ L и M, то между ними послѣдуетъ

Фиг. 13.



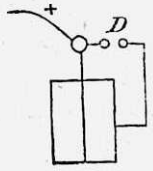
быстро рядъ искръ. При этомъ A и B дѣйствуютъ какъ пластинки двухъ наэлектризованныхъ разноименно электроскоповъ, кругъ ъ, какъ покрывающая пластинка, помѣщаемая поперемѣнно на одинъ изъ послѣднихъ (§ 8). Описанная здѣсь индуктивная машина Гольца представляетъ поэтому въ сущности ничто иное, какъ вращающійся увеличитель.

Счетная банка. Количество. Потенціалъ. Емкость.

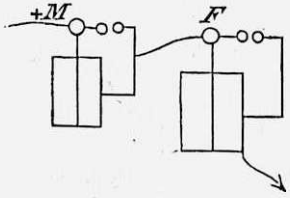
§ 10. Пусть внѣшняя и внутренняя обкладки лейденской банки (фиг. 14) соединены съ шариками, помѣщенными на опредѣленномъ разстояніи D другъ отъ друга. Если банку постепенно заряжать, то при опредѣленномъ зарядѣ она разрядится въ видѣ искры длиною D. Продолжая вращеніе электрической машины, мы по числу саморазряженій банки можемъ судить о *количествѣ* образованнаго электричества. Такая банка называется поэтому *счетной*.

Если на внутреннюю обкладку счетной банки M притекаетъ количество электричества +q, то внѣшняя обкладка получитъ — q и если она изолирована, то на внутреннюю обкладку банки F (фиг. 15) притечетъ количество +q. Если q будетъ количество электричества, потребное для саморазряженія банки M, то F послѣ n разряженій M заключаетъ количество электричества, равное n q. Счетная банка слѣдовательно даетъ намъ возможность судить о количествѣ электричества, находящагося въ банкѣ F.

Фиг. 14.



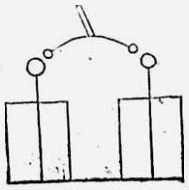
Фиг. 15.



Чѣмъ больше будетъ количество накопленнаго въ банкѣ F электричества, тѣмъ больше можно сдѣлать и длину перескакивающихъ разрядныхъ искръ этой банки. Электрическое состояніе внутренней обкладки измѣняется съ увеличеніемъ количества электричества аналогично тому, какъ возрастаетъ температура тѣла вслѣдствіе притока тепла. Между внутренними обкладками двухъ банокъ не происходитъ никакого обмѣна

электричества, если только онѣ заряжены одноименно и до одинаковой длины разряжающихъ искръ. Напротивъ, возможно соединеніемъ внутреннихъ обкладокъ двухъ банокъ, изъ которыхъ одна заряжена сильнѣе другой, перевести электричество въ менѣе заряженную, если только будутъ соединены также и внѣшнія обкладки (фиг. 16). Послѣ этого обѣ банки будутъ заряжены до одинаковой длины разряжающихъ искръ.

Фиг. 16.



Тепловое состояніе измѣряется температурой; аналогично этому электрическое состояніе указывается *потенціаломъ* (§ 15).

Если банки M и F снабжены разрядными шариками (фиг. 15), помѣщенными на равныхъ разстояніяхъ и если послѣ n зарядовъ электричества, перешедшихъ черезъ M, произойдетъ одинъ лишь разрядъ въ F, то послѣдняя, при одинаковой длинѣ разрядной искры (одинаковомъ потенціалѣ), вмѣщаетъ n разъ больше электричества нежели M: *емкость* F въ n разъ больше емкости M.

Діэлектрическая постоянная.

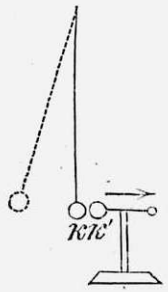
§ 11. Примѣнимъ вмѣсто банки M Франклинову доску, изоляторъ которой состоитъ изъ сѣрной пластинки. Достаточно n разряженій доски, чтобы получить одно разряженіе F. Если же удалимъ сѣрную пластинку и оставимъ между обкладками M, не мѣняя относительнаго ихъ расположенія, воздухъ, то потребуется уже m разряженій доски, чтобы получить одно разряженіе F. Емкость конденсатора съ сѣрой, слѣдовательно будетъ въ $\frac{m}{n}$ разъ (приблизительно 3 раза) больше емкости воздушнаго конденсатора одинаковыхъ размѣровъ и одного вида. Число $\frac{m}{n}$ называется *діэлектрической постоянной* сѣры.

Законъ обратной пропорціональности квадратамъ разстояній.

§ 12. Пусть маленькій легкій и проводящій шарикъ k (фиг. 17), привѣшенный бифилярно на очень длинныхъ шелковыхъ нитяхъ, касается такого же шарика k' на изолирующей подставкѣ. Если наэлектризуемъ оба шарика (одинаковымъ электричествомъ), то подвижной отойдетъ отъ неподвижнаго на длину a. Слагающая силы тяжести (приблизительно

пропорціональная a) уравновѣшивается исходящимъ изъ k' отталкиваніемъ. Разстояніе центровъ пусть будетъ b. Если отодвинемъ k' по направленію стрѣлки, то отклоненіе k уменьшается и именно будетъ $^a/_4$, $^a/_9$ . . ., если разстояніе центровъ, наблюдаемое по шкалѣ, помѣщенной за шариками, возрастаетъ до 2b, 3b и т. д. (Одстрель). Отталкиваніе одинаково наэлектризованныхъ тѣлъ слѣдовательно *обратно пропорціонально квадрату ихъ разстояній.*

Фиг. 17.



Кулонъ обстоятельными опытами (съ крутильными вѣсами) доказалъ, что не только силы электрическихъ отталкиваній, но и притяженій обратно пропорціональны квадратамъ разстояній взаимодѣйствующихъ зарядовъ. Для доказательства былъ имъ примѣненъ способъ колебаній.

Такъ какъ электрическій зарядъ располагается только по поверхности (§ 5) и на свободномъ шарѣ распредѣленъ совершенно равномѣрно, то, благодаря закону обратныхъ квадратовъ и только для него одного, индукція на внутреннюю точку $= 0$. При существованіи какого-либо другого закона, внутри шара должно было бы произойти разъединеніе электричествъ и такимъ образомъ возникли бы электрическіе заряды, распредѣленные по концентрическимъ шаровымъ поверхностямъ. Законъ поверхностнаго распредѣленія не имѣлъ бы уже тогда мѣста. Опыты, описанные въ § 5, представляютъ поэтому самое убѣдительное доказательство закона Кулона.

Количество электричества.

§ 13. Если коснуться шарика k' (фиг. 17) въ то время какъ онъ отталкиваетъ k, совершенно одинаковымъ шарикомъ k'', то k' и k'' окажутъ въ отдѣльности, при томъ же разстояніи отъ k, только половину прежней отталкивательной силы. Вмѣстѣ взятые они произведутъ такое же отталкиваніе, какъ прежде одинъ шарикъ k'. Если коснуться k равнымъ шарикомъ k_1, то отталкивательная сила опять равна половинѣ. Это раздѣленіе электрической силы (при сохраненіи постоянства суммы частей) будетъ нагляднѣе, если вообразимъ себѣ неизмѣнное *количество электричества*, переходящее частями изъ одного тѣла въ другое (сравн. §§ 1, 4, 10). Такое представленіе можетъ быть примѣнено съ выгодой, хотя его не слѣдуетъ понимать въ буквальномъ смыслѣ.

Единицей количества электричества мы называемъ зарядъ, дѣйствующій на равный ему и находящійся на разстояніи 1 см. съ силою въ одинъ динъ. Количество электричества q поэтому дѣйствуетъ на единицу количества электричества, находящуюся на разстояніи 1 см., съ силою q диновъ. Количества электричества q и q' дѣйствуютъ другъ на друга на разстояніи r (см.) съ силою $f = \frac{q\,q'}{r^2}$ (въ динахъ) (§ 12).

Если $q = q'$, то $f = \frac{q^2}{r^2}$ и $q = r\sqrt{f}$ въ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сант. $^{\frac{3}{2}}$ сек. $^{-1}$.

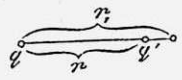
Вообразимъ два небольшихъ шарика по 1 гр. вѣсомъ, подвѣшенныхъ къ нитямъ въ 981 сантиметръ длиною и касающихся между собою. Если зарядимъ каждый изъ нихъ количествомъ электричества $= 1$, то они разойдутся на 1 сант. (разстояніе между центрами).

Если вообразимъ проводникъ разрѣзаннымъ на мелкія части и станемъ приближать ихъ помощью изолировальныхъ щипцовъ къ шарику съ единичнымъ количествомъ электричества на разстояніе 1 сант., то все количество электричества въ проводникѣ измѣрится суммой наблюдаемыхъ при этомъ въ отдѣльности силъ.

Работа электричества.

§ 14. Два одноименныхъ количества электричества q и q', (фиг. 18),

Фиг. 18.



находящихся на разстояніи r, отталкиваются съ силою $\frac{q\,q'}{r^2}$. Если они разойдутся на очень малую длину $(r_1 - r)$, то при этомъ совершится работа которая выражается формулой $\frac{q\,q'}{r\,r_1}(r_1 - r) = q\,q'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)$, ибо силы, дѣйствующія на разстояніи $(r_1 - r)$, заключаются между весьма близкими двугъ къ другу предѣлами $\frac{q\,q'}{r^2}$ и $\frac{q\,q'}{r_1^2}$. Слѣдовательно, если такимъ образомъ удалимъ q' маленькими скачками на безконечное разстояніе $\left(\frac{1}{r_1} = 0\right)$, то совершенная при этомъ работа будетъ $\frac{q\,q'}{r}$. Ту же самую работу нужно затратить, если q приблизить къ q' изъ весьма большаго (безконечнаго) разстоянія до разстоянія r.

Потенціалъ. Поверхности уровня. Линіи силъ.

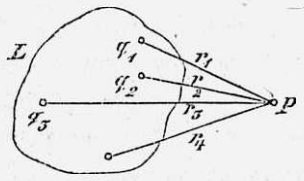
§ 15. Та работа, которую слѣдуетъ затратить, чтобы количество положительнаго электричества $= 1$ перенести изъ безконечности въ точку P,

называется *потенціаломъ въ этой точкѣ*. Если точка находится на разстояніи r отъ массы q, то потенціалъ будетъ $\frac{q}{r}$. Если $r_1\ r_2\ r_3 \ldots$ разстоянія этой точки отъ положительныхъ зарядовъ $q_1\ q_2\ q_3 \ldots$ положительно наэлектризованнаго проводника или изолятора L (фиг. 19), то потенціалъ въ точкѣ P выразится черезъ

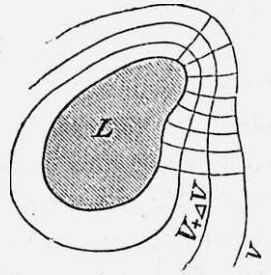
$$V = \frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \frac{q_3}{r_3} + \ldots = \Sigma\frac{q}{r}.$$

Съ приближеніемъ P къ L величина потенціала V, вообще говоря, возрастаетъ. Если соединимъ всѣ точки, въ которыхъ потенціалъ имѣетъ одну и ту же величину, то получимъ *поверхность уровня* (обхватывающую большею частью L) (фиг. 20).

Фиг. 19.



Фиг. 20.



Если передвинемъ количество $= +1$ по поверхности уровня, то измѣненія въ работѣ (въ величинѣ потенціала) не произойдетъ, т. е. касательная къ поверхности уровня слагающая силы $= 0$, другими словами, вся сила, дѣйствующая на количество $+1$, перпендикулярна къ элементу поверхности уровня. Линіи, нормально пересѣкающія поверхности уровней и имѣющія поэтому направленіе дѣйствующихъ силъ, называются *линіями силъ*. Пространство, ограниченное рядомъ линій силъ, называется *трубкою силъ* (§ 23).

Перемѣщеніе количества $+q$ съ поверхности, соотвѣтствующей потенціалу V_1, на поверхность меньшаго потенціала V_2 даетъ намъ работу $q(V_1 - V_2)$. При перемѣщеніи количества $+1$ на разстояніи ΔS съ поверхности уровня, соотвѣтствующей величинѣ потенціала V, до другой, соотвѣтствующей весьма близкому значенію $V + \Delta V$, по нормальному направленію требуется преодолѣть силу p и произвести работу $p\,\Delta S = \Delta V$. Работа была бы та же самая, если бы перемѣщеніе происходило по на-

клонной къ нормали. Отсюда получимъ для силы, дѣйствующей на количество +1, величину $p = \frac{\Delta V}{\Delta S}$ (равную величинѣ паденія потенціала), т. е. если проведемъ рядъ весьма близкихъ другъ къ другу поверхностей уровня, соотвѣтственныя величины потенціаловъ которыхъ V, $V+\Delta V'$ $V + 2\Delta V$ и т. д., то дѣйствующія силы вездѣ будутъ обратно пропорціональны разстояніямъ сосѣднихъ поверхностей другъ отъ друга.

Свойство проводниковъ.

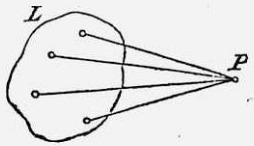
§ 16. Проводникъ только въ такомъ случаѣ будетъ въ электрическомъ равновѣсіи, если электричество (которое вполнѣ подвижно въ проводникахъ) не испытываетъ внутри его напора и слѣдовательно, если при перемѣщеніи въ проводникѣ электричества не производится работа, другими словами, если потенціалъ *во всемъ проводникѣ имѣетъ одну и ту же величину*. Изъ этого слѣдуетъ, что поверхность проводника есть поверхность уровня, соотвѣтствующая величинѣ потенціала проводника.

Если соединимъ два проводника, находящихся при различныхъ потенціалахъ, (при помощи весьма тонкой проволоки) другъ съ другомъ, то часть электричества отъ проводника съ высшимъ потенціаломъ перейдетъ на другой проводникъ. Между проводниками, находящимися *при одинаковыхъ потенціалахъ, не происходитъ обмѣна электричества* (§ 10).

Насъ не интересуетъ абсолютная величина потенціала проводника, ибо при электрическихъ явленіяхъ оказываютъ вліяніе только разности потенціаловъ тѣлъ, между которыми происходитъ электрическое взаимодѣйствіе. Поэтому потенціалъ земли произвольно принимаютъ за нулевой. При этомъ подъ потенціаломъ проводника L разумѣютъ работу, которую слѣдуетъ произвести, чтобы количество электричества +1 перенести отъ поверхности земли до проводника L, т. е. собственно говоря разность потенціаловъ земли и прооводника.

Пусть проводникъ (фиг. 21), заряженный общимъ количествомъ электричества +1, вызываетъ въ точкѣ P потенціалъ K. Если всѣ отдѣльныя количества электричества сдѣлаются въ Q разъ больше, причемъ относительное распредѣленіе ихъ останется тоже самое (а это возможно сдѣлать, не нарушая равновѣсія, ибо при этомъ всѣ дѣйствующія силы только увеличатся въ Q^2 разъ), то

Фиг. 21.



потенціалъ въ точкѣ P будетъ $V = Q\,K$. Это разсужденіе справедливо какъ для внутреннихъ, такъ и для внѣшнихъ точекъ относительно проводника.

Емкость. Энергія.

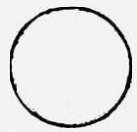
§ 17. И такъ потенціалъ и зарядъ проводника измѣняются пропорціонально другъ другу. Если положимъ $Q = CV$, то постоянная C обозначаетъ количество электричества, приходящееся на единицу потенціала. Мы называемъ ее *емкостью проводника*.

При переносѣ количества электричества +1 отъ поверхности земли до находящагося при потенціалѣ V проводника нужно произвести работу V. Слѣдовательно, при переносѣ (малой) массы q на проводникъ, нужно затратить работу qV. Если теперь станемъ постепенно заряжать проводникъ количествомъ электричества Q, то потенціалъ его возрастетъ, начиная отъ O, пропорціонально количеству электричества до величины V. Вся затраченная при этомъ работа будетъ $W = \frac{1}{2} QV$. Эту же работу проводникъ будетъ въ состояніи воспроизвести при разрядѣ: она представляетъ (*потенціальную*) *электрическую энергію заряженнаго проводника*. Помощью уравненія $Q = CV$ получаются еще выраженія: $W = \frac{1}{2} CV^2$ и $W = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C}$ *)

Потенціалъ и емкость шара.

§ 18. Для шара радіуса r (сант.) (фиг. 22), заряженнаго количествомъ Q (гр.$^{\frac{1}{2}}$ сант.$^{\frac{3}{2}}$ сек.$^{-1}$), распредѣленнымъ равномѣрно по поверхности, потенціалъ въ центрѣ будетъ $\frac{Q}{r}$ (гр.$^{\frac{1}{2}}$ сант.$^{\frac{1}{2}}$ сек.$^{-1}$). Такъ какъ подобный шаръ не вызываетъ во внутренней точкѣ никакой дѣйствующей силы, то при перемѣщеніи массы +1 на разстояніе $\triangle$ r (по направленію радіуса) $p = \frac{\Delta V}{\Delta r} = O$, т. е. $\Delta V = o$, а поэтому $V = \frac{Q}{r}$ представитъ потенціалъ для всѣхъ точекъ внутри шара. Емкость такого шара будетъ $\frac{Q}{V} = r$ (сант.): она измѣряется радіусомъ шара.

Фиг. 22.



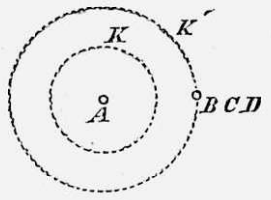
*) Представимъ себѣ цилиндрическій сосудъ, въ который черезъ отверстіе въ днѣ накачивается вода вѣса Q до высоты V. Тогда энергія $W = \frac{1}{2} QV$.

Если два шара, заряженные количествами Q и q, и имѣющіе радіусы R и r, соединены длинной тонкой проволокой, то, такъ какъ ихъ потенціалы равны, будемъ имѣть: $\frac{Q}{R}=\frac{q}{r}$. Шаръ, радіусъ котораго равенъ $^1/_{10}$ радіуса другаго шара, содержитъ и $^1/_{10}$ часть заряда послѣдняго, но такъ какъ поверхность его будетъ $^1/_{100}$, то плотность (количество электричества на единицѣ поверхности) на немъ электричества будетъ въ 10 разъ болѣе. Очень маленькій шарикъ можетъ быть разсматриваемъ какъ остріе (§ 5).

Дѣйствіе шара наружу.

§ 19. Если къ электрическому заряду Q, находящемуся въ точкѣ A (фиг. 23), приблизимъ изъ безконечности одноименный зарядъ Q′ до точки B, то мы при этомъ произведемъ работу $W=\frac{Q\,Q'}{f}$, гдѣ $f=AB$. Распредѣлимъ теперь массу Q′ равномѣрно изъ B по поверхности шара K′, концентричнаго съ A. Такъ какъ эта поверхность будетъ поверхностью уровня относительно Q (сосредоточеннаго въ A), то при этомъ Q′ произведетъ работу лишь на себя, но не относительно Q. Распредѣлимъ теперь Q равномѣрно по поверхности шара K (концентричнаго съ A). При этомъ Q произведетъ также только работу на себя. Наконецъ сконцентрируемъ Q′ по поверхности шара K′ обратно въ B, не производя работы относительно Q.

Фиг. 23.



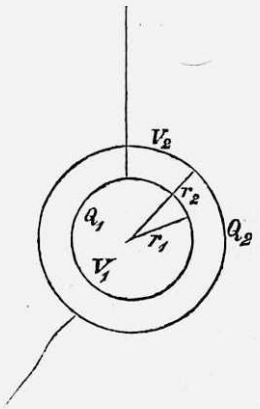
Такимъ образомъ, затраченная для приведенія Q′ въ B работа одна и та же, будетъ ли Q сконцентрировано въ A или распредѣлено равномѣрно по поверхности шара, центръ котораго въ A. Такъ какъ это разсужденіе можетъ быть повторено относительно переноса Q′ въ C, D, . . ., то *разности* въ произведенныхъ работахъ, а слѣдовательно и соотвѣтствующія имъ *силы* (§ 15) въ B, C, D, ... будутъ однѣ и тѣ-же. (Томлирцъ). Осюда слѣдуетъ, что *поверхность шара, по которой равномѣрно распредѣленъ зарядъ (масса), слѣдующій закону обратныхъ квадратовъ, дѣйствуетъ на внѣшнюю точку такимъ образомъ, какъ будто бы весь зарядъ былъ сгущенъ въ центръ.*

Двѣ шаровыя поверхности, съ однороднымъ поверхностнымъ распредѣленіемъ, дѣйствуютъ другъ на друга совершенно такъ же, какъ заряды этихъ поверхностей, сгущенные въ ихъ центрахъ. Въ самомъ дѣлѣ, первая поверхность дѣйствуетъ на каждую точку другой точно такъ же, какъ если бы ея масса была сгущена въ центрѣ. Можно слѣдовательно вообразить, что первая шаровая поверхность, постепенно уменьшаясь, превратится въ точку, а вслѣдъ за ней и вторая. Отсюда слѣдуетъ также, что и сплошные шары, которые могутъ быть разсматриваемы, какъ состоящіе изъ концентрическихъ однородныхъ слоевъ, будутъ дѣйствовать другъ на друга, какъ массы ихъ, сосредоточенныя въ центрахъ.

Шаровая лейденская банка.

§ 20. Представимъ себѣ два концентрическихъ проводящихъ полыхъ шара (фиг. 24), радіусы которыхъ пусть будутъ r_1 и r_2; изъ этихъ шаровъ внѣшній соединенъ съ землей, а внутренній—съ весьма тонкой проволокой, изолированной относительно перваго и проходящей во внутрь его. Въ совокупности это представляетъ собою шарообразную лейденскую банку, изоляторомъ которой служитъ воздухъ. Если шары получатъ заряды Q_1 и Q_2, то (§ 18 и 19) соотвѣтствующіе потенціалы будутъ

Фиг. 24.



$$V_1=\frac{Q_1}{r_1}+\frac{Q_2}{r_2},\quad V_2=\frac{Q_1}{r_2}+\frac{Q_2}{r_2}=0$$

слѣдовательно $Q_2=-Q_1$

и $$V_1=Q_1\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=Q_1\,\frac{r_2-r_1}{r_1\,r_2}$$

Емкость внутренняго шара будетъ

$$\frac{Q_1}{V_1}=\frac{r_1\,r_2}{r_2-r_1}$$

Если r_2 будетъ возрастать безпредѣльно, то емкость внутренняго шара уменьшится отъ $\frac{r_1\,r_2}{r_2-r_1}$ до r_1. Она слѣдовательно зависитъ существеннымъ образомъ отъ окружающихъ предметовъ. Фарадей вывелъ, что банка отличается отъ обыкновеннаго кондуктора машины только большею емкостью. Что касается послѣдняго, то для него весьма удаленныя сравнительно стѣны комнаты играютъ роль внѣшней обкладки. Благодаря способности банокъ и досокъ Франклина накапливать на своихъ поверхностяхъ при данной величинѣ потенціала весьма значительное количество электрическихъ массъ, ихъ называютъ *конденсаторами*.

Помощью такой шаровой банки, пользуясь ею какъ счетною, можно опредѣлить емкость любой лейденской банки (§ 10).

Франклинова доска.

§ 21. Если въ описанномъ случаѣ предположимъ радіусы весьма большими и мало разнящимися другъ отъ друга ($r_2 - r_1 = a$ и $r_2\, r_1 = R^2$), то получимъ $V_1 = \frac{Q_1\, a}{R^2}$. Если мы массу на единицѣ поверхности обозначимъ черезъ σ, то $Q_1 = 4\,\pi R^2 \sigma$ и $V_1 = 4\,\pi a \sigma$.

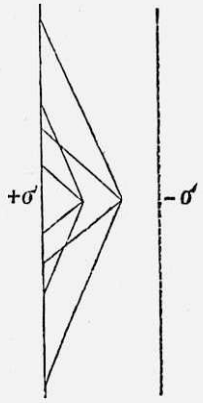
Послѣдняя формула выражаетъ величину потенціала на (безконечной) Франклиновой доскѣ, поверхностная плотность которой есть σ, въ томъ случаѣ, когда другая обкладка ея соединена съ землею. Часть f такой доски содержитъ массу $f\sigma$ и имѣетъ поэтому емкость $\frac{f\sigma}{4\,\pi a \sigma} = \frac{f}{4\,\pi a}$ Эти простыя формулы, благодаря сгущенію заряда на краяхъ, нельзя распространить на цѣлую ограниченную доску.

Электрометръ.

§ 22. Такъ какъ потенціалъ доски находится въ простомъ соотношеніи къ заряду ея, который въ свою очередь связанъ съ величиною взаимнаго притяженія обкладокъ, то ясно, что послѣднимъ условіемъ можно воспользоваться для опредѣленія величины потенціала.

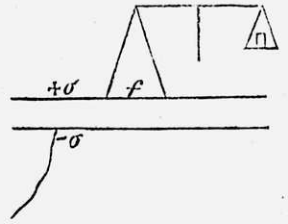
Количество электричества $= +1$ отталкивается отъ безконечной плоскости, поверхностная плотность которой $+\sigma$ (фиг. 25), на всякомъ разстояніи отъ нея—одною и той-же силой p. Въ самомъ дѣлѣ, если вообразимъ черезъ точку, заряженную количествомъ электричества, равнымъ $+1$, пукъ лучей, направленіе которыхъ неизмѣнно, то длинна лучей удвоится съ увеличеніемъ разстоянія отъ плоскости въ два раза въ то время, какъ отдѣляемыя ими дѣйствующія части плоскости учетверятся: сила p останется одна и та-же. Если зарядъ $+1$ заключенъ между двумя безконечными параллельными плоскостями, поверхностныя плотности которыхъ $+\sigma$ и $-\sigma$, то онъ вездѣ подвергается дѣйствію одной и той-же силы 2p по направленію отъ положительной къ отрицательной поверхности. Слѣдовательно паденіе потенціала вездѣ одно и тоже, а такъ какъ увеличеніе его на все разстояніе a между пластинками соотвѣтствуетъ количеству $4\pi a\sigma$, то $2p = \frac{4\pi a\sigma}{a}$ или $p = 2\pi\sigma$.

Фиг. 25.



Если вообразимъ, что часть доски величиною въ f, поверхностная плотность которой $+\sigma$, подвѣшена къ вѣсамъ (фиг. 26), то она будетъ притягиваться противоположной ей доской, поверхностная плотность которой $-\sigma$, съ силою $P = 2\,\pi\sigma \times f\sigma$. Такъ какъ $\sigma = \frac{V}{4\,\pi a}$, то слѣдовательно $V = a\sqrt{\frac{8\,\pi\,P}{f}}$, причемъ должно выразить a въ сантиметрахъ, f въ квадратныхъ сантиметрахъ и P не въ граммахъ, а въ динахъ. На этомъ основанъ абсолютный электрометръ В. Томсона, который представляетъ остроумное видоизмѣненіе электрическихъ вѣсовъ Вольты и Гарриса.

Фиг. 26.



Если помощью шарообразной счетной банки емкость средней величины лейденской банки опредѣлится въ 4.000 (сант.), а помощью электрометра (при разстояніи пластинокъ въ 1 сант.) потенціалъ той же банки опредѣлится въ 100 (гр.$^{\frac{1}{2}}$ сант.$^{\frac{1}{2}}$ сек.$^{-1}$), то таковая банка заключаетъ въ себѣ кол. электричества въ 400.000 (гр.$^{\frac{1}{2}}$ сант.$^{\frac{3}{2}}$ сек.$^{-1}$) и энергіи 2×10^7 (гр. сант.^{2} сек.$^{-1}$), т. е. 2.10^7 эрговъ, или приблизительно 0,2 килограммометра. Такая банка имѣетъ емкость уединеннаго и удаленнаго отъ прочихъ тѣлъ шара, радіусъ котораго равняется 40 метрамъ.

По принципу сохраненія энергіи не будетъ разницы въ работѣ, если мы опредѣленное количество электричества перенесемъ съ наружи на проводникъ или-же непосредственно воспроизведемъ то-же количество на проводникѣ. Индуктивную машину, коль скоро она начнетъ дѣйствовать, сейчасъ-же становится труднѣе вращать. Если опредѣлимъ это увеличеніе механической работы, то увидимъ, что оно дѣйствительно соотвѣтствуетъ полученной электрической энергіи (Розетти, Махъ).

(Дѣйствія разрядной искры лейденской банки. Воздушный термометръ Рисса. Накаливаніе, превращеніе въ паръ, сгараніе тонкихъ проволокъ. Зажиганіе горючихъ тѣлъ. Пробиваніе изоляторовъ. Въ разрядной искрѣ не обнаруживается самое электричество, но видимъ раскаленный на счетъ работы разряженія воздухъ, а также пары металловъ, изъ которыхъ сдѣланы электроды).

Дополнительныя предложенія.

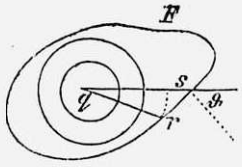
§ 23. Принимая во вниманіе свойства электрическихъ силъ и по-

тенціала, можно легко вывести еще нѣсколько теоремъ, знаніе которыхъ значительно облегчаетъ обзоръ электрическихъ явленій.

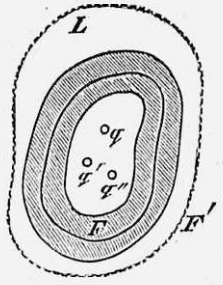
Пусть въ нѣкоторой точкѣ сосредоточено количество электричества $+q$. На поверхность шара радіуса r, описаннаго около q какъ центра и съ поверхностной плотностью $+1$, произведется давленіе $4\pi r^2 \frac{q}{r^2} = 4\pi q$, независимое слѣдовательно отъ радіуса. Если вообразимъ около q сомкнутую поверхность F съ поверхностною плотностью $+1$ (фиг. 27) и разсмотримъ элементъ ея S на разстояніи r отъ q, нормаль котораго образуетъ съ радіусомъ векторомъ, исходящимъ изъ q, уголъ ϑ, то нормально дѣйствующая сила будетъ $S\frac{q}{r^2}\cos\vartheta$. Такъ какъ она можетъ быть съ другой стороны изображена формулой $\frac{S.\cos\vartheta}{r^2}q$, то на S приходится такое же давленіе, какъ на проэкцію S на поверхность шара единичнаго радіуса, описаннаго около q. Сумма нормальныхъ давленій на всю поверхность F будетъ слѣдовательно $4\pi q$ и $4\pi\Sigma q$, если она заключаетъ нѣсколько точекъ, въ которыхъ сосредоточены заряды.

Пусть въ пустотѣ проводника L (фиг. 28) находятся тѣла, заря-

Фиг. 27.



Фиг. 28.



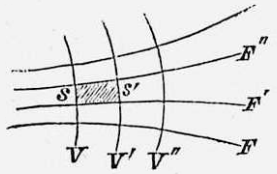
женныя массами $q + q' + q'' + \ldots = \Sigma q$. Опишемъ около этихъ зарядовъ поверхность F, проходящую черезъ самую массу проводника. Такъ какъ внутри проводника, по наступленіи равновѣсія, не дѣйствуютъ электрическія силы, то нормальное давленіе, производимое на поверхность F, будетъ 0 (нуль). Но послѣднее возможно лишь въ томъ случаѣ, если сумма индуктированныхъ зарядовъ на внутренней поверхности проводника равна Σq, но съ обратнымъ знакомъ. Съ другой стороны не можетъ получиться при индукціи ни положительнаго, ни отрицательнаго избытка, изъ чего слѣдуетъ, что на внѣшней поверхности долженъ находиться зарядъ, равный, но противоположный по знаку заряду внутренней

поверхности. Общее нормальное давленіе на поверхность F', слѣдовательно, равняется опять $4\pi\Sigma q$ (§ 6).

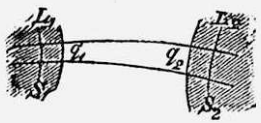
Разсмотримъ систему поверхностей уровня (V) (фиг. 29) и линій силъ (F). Если выдѣлимъ элементъ объема, ограниченный поверхностями уровня и линіями силъ (обозначенный штриховкой), то, если онъ не содержитъ заряда, нормальное давленіе на его поверхность (по направленію наружу) $= 0$. По направленію, перпендикулярному къ линіи силъ, давленія нѣтъ. Давленія, производимыя на элементы поверхностей уровня S, S', поверхностная плотность заряда которыхъ $= +1$, будутъ Sf и $S'f'$, если f и f' обозначаютъ давленія, производимыя на единицу поверхности. Но $Sf + S'f' = 0$, слѣдовательно $f' = -\frac{S}{S'}f$, т. е. давленіе на единицу поверхности обратно пропорціонально элементу поверхности уровня (поперечному сѣченію трубки силъ), а слѣдовательно давленіе, производимое на всю площадь сѣченія трубки силъ, будетъ вездѣ одно и то же, направленное съ одной стороны нормально во внутрь, съ другой стороны нормально наружу, а стало быть всюду направленное одинаково.

Пусть трубка силъ направлена отъ поверхности проводника L_1 до поверхности другаго проводника L_2 (фиг. 30). Разсѣчемъ трубку въ

Фиг. 29.



Фиг. 30.



мѣстахъ S_1 и S_2 внутри проводниковъ. Общее нормальное давленіе на поверхность трубки, ограниченной сѣченіями S_1 и S_2 будетъ $= 0$. Поэтому и сумма зарядовъ, приходящихся на поверхности проводниковъ, вырѣзанныя трубкою, будетъ $q_1 + q_2 = 0$. Слѣдовательно трубка силъ, выходящая отъ части проводника, заряженнаго положительно, оканчивается на другомъ проводникѣ всегда элементомъ, заряженнымъ одинаково сильно отрицательно.

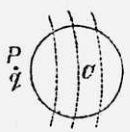
Разные случаи индукціи.

§ 24. Пусть противъ точки P (фиг. 31), заряженной массою $+q$, находится проводящій изолированный шаръ. Поверхности уровня, соотвѣтствующія заряду въ P, проницаютъ шаръ. Но въ про-

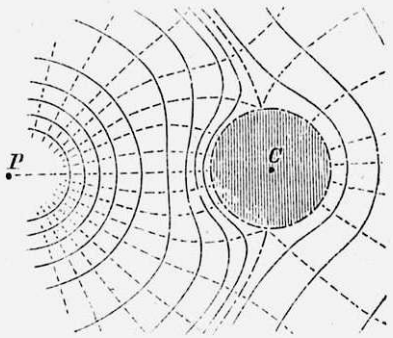
водникѣ электричество обладаетъ подвижностью; поэтому положительные заряды будутъ двигаться по направленію отъ P къ меньшимъ значеніямъ потенціала, возвышая послѣднія, отрицательные же наоборотъ, до тѣхъ поръ, пока потенціалъ въ шарѣ будетъ вездѣ одинъ и тотъ же. Внутри шара тогда нѣтъ заряда, на поверхности его весь зарядъ $q' = 0$, а слѣдовательно для центра C, $\frac{q'}{r} = 0$. Для центра шара, а слѣдовательно и для всего шара потенціалъ $V = \frac{q}{f}$, причемъ $f =$ разстоянію C P.

Поверхности уровня, соотвѣтствующія заряду въ P, претерпѣваютъ изгибы, при приближеніи проводящаго изолированнаго шара (фиг. 32), при чемъ

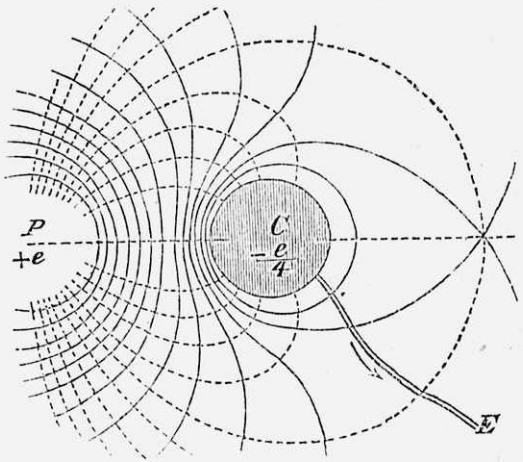
Фиг. 31.



Фиг. 32.



Фиг. 33.



поверхность, соотвѣтствующая $V = \frac{q}{f}$, какъ будто бы получаетъ утолщеніе, вмѣщающее весь шаръ.

Пусть шаръ (фиг. 33), помѣщенный противъ точки P, будетъ соединенъ съ землею. Благодаря этому, потенціалъ его будетъ $V = 0$. Для центра, а слѣдовательно и для всего проводника $\frac{q}{f} + \frac{q'}{r} = 0$, при чемъ буквы сохраняютъ прежнія значенія. Отсюда получимъ для всего, въ данномъ случаѣ отрицательнаго, индуктированнаго заряда $q' = -\frac{r}{f}q$.

II. Объ электрическомъ токо-состояніи.

1. Измѣреніе малыхъ разностей потенціаловъ.

Слабое, но быстрое заряженіе.

§ 25. Большинство явленій природы сопровождается замѣтными электрическими дѣйствіями. Конечно электризація до такой значительной разности потенціаловъ, какая можетъ быть достигнута треніемъ или непосредственнымъ производствомъ работы противъ электрическихъ силъ, дѣйствующихъ на разстояніи (индукція), весьма рѣдко встрѣчается. Несмотря на это, нѣкоторыя изъ описываемыхъ въ дальнѣйшемъ явленій имѣютъ важное практическое значеніе, такъ какъ они вызываютъ хотя не сильную, но за то весьма быструю электризацію. Индукціонная машина средней величины заряжаетъ батарею лейденскихъ банокъ, емкость которой 0,5 километровъ, до разности потенціаловъ въ 30 (сант. $^{1}/_{2}$ граммъ $^{1}/_{2}$ сек. $^{-1}$) приблизительно въ полъ минуты, между тѣмъ какъ съ батареей Смп (сравн. § 40) въ 15.000 элементовъ достигается то же самое почти въ неизмѣримо короткое время. Но за то одинъ элементъ Смп можетъ довести зарядъ той же батареи только до 0,002 (сант. $^{1}/_{2}$ граммъ $^{1}/_{2}$ сек. $^{-1}$).

Измѣреніе слабыхъ зарядовъ.

§ 26. Электрометръ Гаррисъ-Томсона оказывается неспособнымъ измѣрить такія малыя разности потенціаловъ. При наибольшемъ сближеніи пластинокъ $a = 0{,}1$ сант. (§ 22) и величинѣ ихъ $f = 50$ сант.^{2} и при разности потенціаловъ $V = 0{,}006$ вѣсы испытываютъ притяженіе едва въ 0,07 (сант. гр. сек. $^{-2}$) $= 0{,}7$ вѣса грамма, которое не можетъ быть съ точностью опредѣлено.

Электроскопъ Беренса.

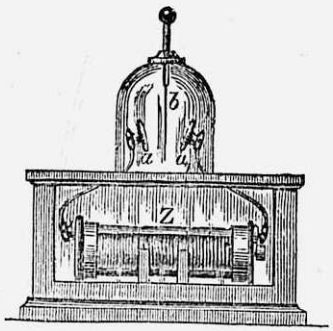
Въ данномъ случаѣ можно примѣнить съ пользою электроскопъ Беренса и Бекереля (фиг. 34), золотой листочекъ котораго *b* колеблется между двумя пластинками *a*, удерживаемыми (помощью столба Замбони Z § 41) при постоянной величинѣ разности потенціаловъ. Для малыхъ отклоненій листочка величина отклоненія будетъ прямо пропорціональна

измѣненію заряда, причемъ форма листочка b, а также и пластинокъ *a* здѣсь не играетъ роли.

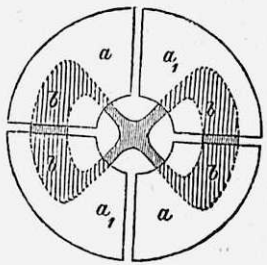
Квадрантный электрометръ.

В. Томсонъ однако измѣнилъ эту форму настолько удачно, что при помощи его прибора возможно произвести точныя и обширныя измѣренія. Листочекъ *b* весьма легкоподвиженъ. Онъ состоитъ изъ тонкаго, расположеннаго горизонтально бисквитообразнаго аллюминіеваго листочка (фиг. 35), подвѣшеннаго на тонкой проволочкѣ (въ 0,02 мм. діаметра) и вращающагося слѣдовательно около вертикальной центральной оси прибора. Пластинки *a* и a_1 имѣютъ видъ секторовъ круга, чѣмъ достигается

Фиг. 34.



Фиг. 35.



возможно наибольшее расширеніе ихъ въ плоскости колебанія стрѣлки b. Такимъ образомъ и болѣе значительныя отклоненія стрѣлки (до 7°) мало измѣняютъ относительное расположеніе частей системы a a_1b, благодаря чему сохраняется пропорціональность между измѣненіями потенціала и измѣненіями положенія стрѣлки *b* до означеннаго предѣла *).

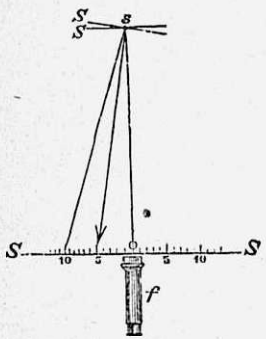
*) Измѣреніе такихъ малыхъ отклоненій дѣлается возможнымъ при помощи зеркальнаго отсчета, предложеннаго Поггендорфомъ и Гауссомъ. Съ вращающеюся стрѣлкой связано въ одно цѣлое легкое зеркальце двухъ сантиметровъ въ діаметрѣ, площадь котораго вер-

Элементъ Даніэля.

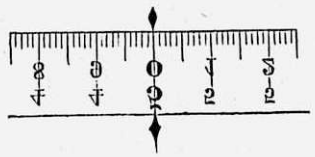
§ 27. Хотя такимъ образомъ не возможно опредѣлить абсолютную величину разности потенціаловъ (между b и a_1), но за то мы можемъ (весьма удобно и точно) сравнить упомянутую разность съ извѣстными постоянными разностями потенціаловъ (между a и a_1). Какъ такую извѣстную разность потенціаловъ принимаютъ ту, которая получается на полюсахъ *элемента Даніэля* (§ 98). Въ дальнѣйшемъ всѣ разности потенціаловъ будутъ даны въ дробныхъ частяхъ напряженія, получающагося на полюсахъ элемента Даніэля. Изъ измѣреній, сдѣланныхъ съ вѣсами Томсона (§ 22), оказывается, что 300 единицъ Даніэля =1 (сант. $^1/_2$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) электростатической единицѣ.

тикальна. Если оно повернется на 7°, то отраженный отъ него горизонтальный солнечный лучъ опишетъ уголъ въ 14°, или удобно измѣримый путь въ 50 сантиметровъ на стѣнѣ, находящейся на разстояніи 200 сантиметровъ. (Поггендорфъ).

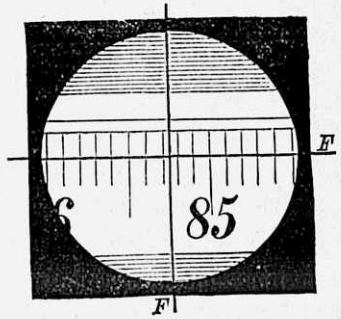
Фиг. 36.



Фиг. 37.



Фиг. 38.



Если взять за направленіе падающаго луча то направленіе fs (фиг. 36), по которому мы визируемъ въ подзорную трубу f, а вмѣсто стѣны зеркальную шкалу S (фиг. 37), то мы увидимъ въ f тѣ части S (фиг. 38), которыя освѣтилъ-бы отраженный лучъ. Такимъ образомъ, во время отклоненія стрѣлки въ полѣ зрѣнія трубы будутъ проходить послѣдовательно дѣленія шкалы и должно замѣтить то дѣленіе, которое будетъ видимо на пересѣченіи перекрестныхъ нитей (фиг. 38) въ то время, когда стрѣлка будетъ находиться въ покоѣ въ своемъ новомъ положеніи равновѣсія. Примѣръ: Отсчетъ при незаряженномъ электрометрѣ 49,21 сантиметровъ, при заряженномъ 85,26 сантиметровъ (фиг. 38). Шкала отстоитъ на 200 сантиметровъ отъ зеркала. Зеркало повернулось слѣдовательно на $\frac{1}{2} \cdot \frac{85-49}{200}$ дуговыхъ единицъ, т. е. на 5° 10′.

2. О различныхъ процессахъ электризаціи.

Наблюденія, послужившія началомъ дальнѣйшихъ изслѣдованій.

§ 28. Около конца прошлаго столѣтія замѣчены были физіологическія явленія, основанныя, какъ вскорѣ выяснилось, на электричествѣ. *Зульцеръ* (1760) утверждаетъ, что два разнородныхъ металла (мѣдь и желѣзо), приведенные въ соприкосновеніе свободными концами къ языку, вызываютъ вкусъ, напоминающій собою вкусъ желѣзнаго купороса. *Л. Гальвани* (1789) соединяетъ упомянутые свободные концы ножкой лягушки, съ которой была содрана кожа, и замѣчаетъ содраганія, подобныя тѣмъ, которыя вызываются при разрядѣ лейденской банки. По мнѣнію Гальвани, концы мускуловъ лягушки были уже отъ природы заряжены электричествомъ и прикасающійся металлъ игралъ лишь роль соединяющаго проводника.

Животное электричество.

§ 29. Въ новѣйшее время дѣйствительно выяснилось, что концы свѣже-препарированнаго мускула, изслѣдуемаго при помощи электрометра, заряжены отрицательно, боковая же поверхность мускула—положительно (до разности потенціаловъ въ 4 Даніэля. *Дюбуа-Реймонъ* 1848). Когда мускулъ находится въ дѣйствіи, его электровозбудительная сила немного возрастаетъ.

Нѣкоторыя породы рыбъ (электрическій угорь, электрическій скатъ, африканскій сомъ) обладаютъ особыми объемистыми крупно-клѣтчатыми органами, расположенными на брюшной сторонѣ туловища или хвоста, при помощи которыхъ послѣдняя заряжается отрицательно, а спина положительно [до разности потенціаловъ въ 5 (сант. $^{1}/_{2}$ гр. $^{1}/_{2}$ сек. $^{-1}$)]. Дѣйствіе описанныхъ органовъ зависитъ вполнѣ отъ произвола рыбы.

Опытъ Вольты.

§ 30. На основаніи слабаго природнаго заряда мускула можно объяснить замѣченное Гальвани содраганіе, но никакъ не опытъ Зульцера. По мнѣнію *Вольты* въ воспроизведеніи явленія, замѣченнаго Гальвани, въ цѣпи мускула принимаетъ также участіе *прикосновеніе разнородныхъ металловъ.*

Двѣ металлическія пластинки съ изолирующими ручками (лучше

всего цинкъ и платина или цинкъ и мѣдь) накладываютъ одну на другую. Пластинки, касающіяся только въ нѣсколькихъ точкахъ, заключаютъ между собою слой воздуха и образуютъ такимъ образомъ франклинову доску весьма большой емкости (около 1.000 сант.), называемую конденсаторомъ Вольты. При соприкосновеніи пластинокъ таковыя моментально заряжаются до разности потенціаловъ около 0,8 Даніэля, что можетъ быть замѣчено даже нечувствительнымъ электрометромъ. Затѣмъ раздвигаютъ пластинки, отчего ихъ емкость уменьшится (приблизительно до 5 сант.), а разность потенціаловъ возрастетъ во столько же разъ (въ 200 разъ, т. е. дойдетъ до 160 Даніэлей) и можетъ быть уже замѣчена на простомъ электроскопѣ съ золотыми листочками.

Разности потенціаловъ при соприкосновеніи металловъ.

Эти разности потенціаловъ, появляющіяся при соприкосновеніи металловъ, смотря по природѣ послѣднихъ, различны и колеблются между 0 и 1 Даніэлемъ. Вольта (1802) распредѣляетъ на этомъ основаніи наиболѣе употребительные металлы въ слѣдующій рядъ:

+Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Ag—

Каждый изъ металловъ этого ряда электризуется при соприкосновеніи съ какимъ либо изъ слѣдующихъ за нимъ положительно, и получаемая при этомъ разность потенціаловъ тѣмъ больше, чѣмъ дальше отстоятъ металлы другъ отъ друга въ ряду. Числа, данныя въ слѣдующей таблицѣ, представляютъ разности потенціаловъ, выраженныя въ Даніэляхъ, при соприкосновеніи металловъ горизонтальныхъ и вертикальныхъ рядовъ:

	Zn	Pb	Sn	Fe	Cu	Pt
Zn	0					
Pb	0,2	0				
Sn	0,3	0,1	0			
Fe	0,6	0,4	0,3	0		
Cu	0,8	0,5	0,5	0,2	0	
Pt	1,0	0,8	0,7	0,4	0,2	0

Въ новѣйшее время принимаютъ, что вѣроятно при этой электризаціи не столько участвуютъ оба металла своимъ прикосновеніемъ, сколько

дѣйствіе на ихъ поверхности кислорода и водяныхъ паровъ воздуха (Де-ла-Ривъ, Фр. Экснеръ). Не смотря на то, быть можетъ при этомъ все-же имѣетъ мѣсто непосредственное электрическое дѣйствіе между металлами. Есть даже опыты, заставляющіе думать, что и между пространственно раздѣленными разнородными металлами вызывается химическое напряженіе, подобное извѣстному намъ электрическому напряженію и способное вызвать электрическія явленія.

Электризація теплотой.

§ 31. Со временъ Зеебэка (1822) намъ извѣстенъ родъ электризаціи, возникающей безъ сомнѣнія въ мѣстѣ прикосновенія разнородныхъ металловъ, но при этомъ съ поглощеніемъ теплоты. А именно Вольтово напряженіе при соприкосновеніи двухъ металловъ, какъ оказывается, измѣняется съ температурой мѣста прикосновенія, но не по какому либо простому закону (Авенаріусъ). Для всѣхъ случаевъ будетъ справедлива формула: $V = a + bt + ct^2$ гдѣ a обозначаетъ напряженіе при $= 0^\circ$ Ц., b и c весьма малыя положительныя или отрицательныя постоянныя. Упомянутыя величины будутъ напримѣръ слѣдующія (въ Даніэляхъ):

Для сочетанія металловъ.	a	b	c
Цинкъ—мѣдь	0·80	$+0{\cdot}_{6}38$	$+0{\cdot}_{8}70$
Цинкъ—сталь	0·96	$-0{\cdot}_{4}10$	$-0{\cdot}_{7}23$
Нейзильберъ—сталь	0·15	$-0{\cdot}_{4}20$	$+0{\cdot}_{8}71$

Разность потенціаловъ V сочетанія Zn—Cu возрастаетъ слѣдовательно при нагрѣваніи на 100° только на $0{\cdot}_{6}38 \times 100 + 0{\cdot}_{8}70 \times 100^2 = 0{\cdot}005$ Даніэля. Не смотря на это, термическій источникъ электричества, благодаря удобному обращенію съ нимъ, имѣетъ важное практическое значеніе (§ 43).

Электризація свѣтомъ.

§ 32. Сильное освѣщеніе заряженныхъ проводниковъ имѣетъ замѣтное вліяніе на воспроизводимыя ими электрическія дѣйствія. Это освѣщеніе способствуетъ явленію разрядовъ въ видѣ искры (Г. Герцъ 1888). Выставленная на яркомъ солнечномъ свѣтѣ металлическая пластинка (напр. электроскопъ съ полированной пластинкой, выставленный на

солнце) заряжается часто даже болѣе чѣмъ до 100 Даніэлей (Гальвакъ). Этотъ опытъ удается также при помощи электрическаго свѣта.

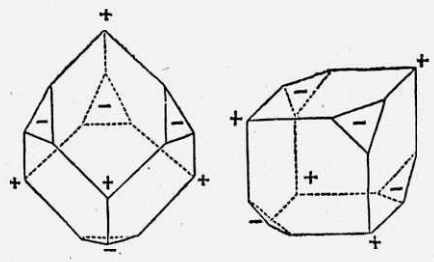
Актиноэлектризація.

Прозрачный горный хрусталь электризуется проходящими черезъ него солнечными лучами такимъ образомъ, что ребра призмы попеременно будутъ заряжены то положительно, то отрицательно и способны электризовать тѣла емкостью въ 10 сант. до 1 Даніэля. (В. Ганкель 1881). Нагрѣтый горный хрусталь, охлаждающійся лученспусканіемъ, заряжается такъ же, но только въ обратномъ порядкѣ.

Пироэлектризація.

§ 33. Кристаллы кварца или турмалина при помощи нагрѣванія вслѣдствіе теплопроводности, электризуются такъ же, но противоположно тому, какъ они электризовались бы при нагрѣваніи лучистой теплотой. Если будемъ поддерживать при этомъ кристаллъ при постоянной температурѣ и устранимъ лученспусканіе, то не будетъ и слѣдовъ заряда. При охлажденіи зарядъ появляется снова, но противоположнаго знака (Эпинусъ 1760). Отколотые куски кристалла электризуются точно такъ же. Даже въ мельчайшемъ порошкѣ его образуются при измѣненіи температуры особыя скопленія частицъ вслѣдствіе ихъ взаимнаго электрическаго притяженія.

Фиг. 39.



Опытъ удается также съ тяжелымъ шпатомъ, сѣрнокислымъ баріемъ, топазомъ, сахаромъ и другими кристаллами главнымъ образомъ такими, которые представляютъ комбинацію полногранной формы съ геміэдрической. Такъ напримѣръ (фиг. 39) въ изображенномъ кристалѣ борацита острые углы куба при повышеніи температуры оказываются наэлектризованными положительно, противолежащіе же имъ и притупленные гранями тетраэдра, напротивъ, отрицательно.

(Пироэлектрическія фигуры Кундта изъ сурика и сѣрнаго порошка).

Піезоэлектризація.

§ 34. Пироэлектрическіе кристаллы электризуются также отъ легкаго давленія въ тѣхъ-же направленіяхъ, въ которыхъ они электризуются отъ нагрѣванія (направленіе ихъ электрическихъ осей), но только электричествомъ того знака, которое соотвѣтствуетъ случаю охлажденія. При прекращеніи давленія зарядъ исчезаетъ. Если до уменьшенія давленія предварительно разрядимъ кристаллъ, то во время уменьшенія давленія онъ зарядится противоположно тому, какъ раньше, т. е. такъ же, какъ и при нагрѣваніи.

Выдѣляющіяся при этомъ процессѣ количества электричества пропорціональны измѣненію давленія и зависятъ отъ направленія, по которому сдавливаютъ кристаллъ и отъ природы, но не отъ размѣровъ послѣдняго (И. и П. Кюри). Вызванныя такимъ образомъ разности потенціаловъ находятся, слѣдовательно, въ зависимости отъ емкостей проводниковъ, производящихъ давленіе. Оба конца турмалиновой палочки могутъ при измѣненіи давленія на 1 кгр. дать количества электричества въ 0,05 (сант. $^{3}/_{2}$ гр. $^{1}/_{2}$ сек. $^{-1}$), т. е. каждый изъ нихъ можетъ зарядить шаръ радіусомъ въ 15 сантиметровъ до ± 1 Даніэля.

Некристаллическія тѣла также электризуются подъ сильнымъ давленіемъ. Половинки разрѣзанной сухой пробки могутъ при сдавливаніи ихъ другъ противъ друга электризоваться разноименнымъ электричествомъ. Этотъ случай электризаціи напоминаетъ намъ электризацію треніемъ, но не можетъ быть сведенъ къ нему: металлы при *треніи* о клеенку электризуются положительно, *придавленные* же къ ней, они электризуются отрицательно. Скорѣе можно смотрѣть на электризацію треніемъ, какъ на частный случай электризаціи отъ *растяженія*.

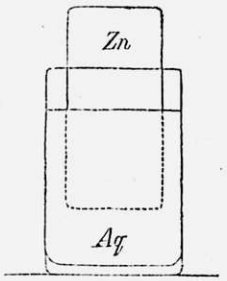
Электризація химическими дѣйствіями.

§ 35. При химическихъ реакціяхъ оба взаимодѣйствующія вещества заряжаются противоположно и иногда до разностей потенціаловъ отъ 2-хъ до 3-хъ Даніэлей. Послѣ піезоэлектризаціи этотъ родъ электризаціи наиболѣе для насъ понятный и ближе всего насъ интересующій.

Изъ двухъ взаимодѣйствующихъ проводниковъ (кусокъ Zn фиг. 40, погруженный въ сосудъ съ водою Aq и окисляющійся при этомъ) каждый приводится во всей своей массѣ къ одинаковому потенціалу (§ 16),

но эти потенціалы будутъ различны (цинкъ наэлектризованъ, какъ оказывается, отрицательно, вода — положительно) и на поверхности прикосновенія очень быстро переходятъ другъ въ друга. Ихъ разность по истеченіи чрезвычайно короткаго времени послѣ погруженія возрастаетъ въ точности до 0,7 Даніэля, каковую величину она не превосходитъ и сохраняетъ во все время химической реакціи. Съ прекращеніемъ реакціи исчезаетъ тотчасъ-же и разность потенціаловъ реагирующихъ тѣлъ, если только образованное вещество (окись цинка) не непроводникъ и слѣдовательно не изолируетъ взаимодѣйствующія тѣла.

Фиг. 40.



Емкость взаимодѣйствующихъ тѣлъ ни чуть не обусловливаетъ величину этихъ химическихъ разностей потенціаловъ. Величина послѣднихъ различна для различныхъ комбинацій химически взаимодѣйствующихъ тѣлъ и въ то же время она характерна для нихъ. Въ нижеслѣдующей таблицѣ помѣщены для нѣкоторыхъ комбинацій соотвѣтствующія имъ разности потенціаловъ:

Названіе комбинаціи.	Комбинированныя тѣла.	Разность потенціаловъ.	Образующееся соединеніе.	Алгебрическая сумма тепловыхъ паевъ этихъ соединеній.
Сми § 40.	Zn|Aq	0·7 Дан.	+ZnO—H₂O	28
—	Cu|Aq	—0·3 »	+CuO—H₂O	—20
Даніэль § 98.	Zn|Aq|Cu	1·0 »	+ZnO—CuO	48
—	Pt|Aq	0 »	0	0
Вторичн. элементъ				Большихъ калорій на грамм эквивалента.
§ 95.	H|O	1·3 »	H₂O	58
Грове § 98.	Zn|O	2·0 »	ZnO	86
—	Cu|O	1·0 »	CuO	38

Указаніе на законъ Томсона.

Данныя этой таблицы будутъ только вполнѣ понятны послѣ дальнѣйшаго разъясненія (§ 41, 95 и слѣд.). Но мы уже здѣсь замѣтимъ, что возникающія при взаимодѣйствіи разности потенціаловъ будутъ тѣмъ больше, чѣмъ больше теплота образованія продукта взаимодѣйствія.

Онѣ образуются на счетъ упомянутаго тепла химической реакціи и при тщательно произведенныхъ опытахъ нерѣдко вся израсходованная химическая энергія превращается сполна въ электрическую безъ образованія тепла (сравн. § 96). Послѣднее имѣетъ именно тогда мѣсто, когда мы озаботимся о постоянномъ и возможно быстромъ разряженіи взаимодѣйствующихъ тѣлъ, такъ чтобы разность ихъ потенціаловъ не могла достигнуть максимума (§ 45). Какъ только она достигнетъ максимума, то вся химическая энергія, расходуемая послѣ того, превращается уже въ теплоту.

Слѣдуетъ замѣтить, что въ нѣкоторыхъ сочетаніяхъ невозможно устранить выдѣленія теплоты во время образованія заряда въ то время, какъ другія комбинаціи работаютъ, охлаждаясь, такъ что образующаяся электрическая энергія превосходитъ затраченную химическую. Существуютъ даже сочетанія, которыми при сильномъ охлажденіи одновременно воспроизводятъ какъ электрическую, такъ и химическую энергію.

Продолженіе объ опытѣ Вольты.

§ 36. Въ конденсаторѣ Вольты (§ 30), одна пластинка котораго состоитъ изъ платины, разность потенціаловъ будетъ тѣмъ больше, чѣмъ легче будетъ окисляться другая пластинка (Де-Ла-Ривъ), при чемъ полученныя разности (измѣренныя немедленно по очисткѣ поверхностей пластинокъ, Браунъ 1888 г.) вполнѣ согласуются съ числами предыдущей таблицы. Очень вѣроятно, что контактное электричество Вольты имѣетъ началомъ химическія взаимодѣйствія (Фр.Экснеръ 1879). Тонкій слой сгущенныхъ водяныхъ паровъ, покрывающій, какъ можно доказать, всѣ металлическія поверхности, заряжается, дѣйствуя химически на металлъ, положительно, послѣдній-же, а слѣдовательно и соединенная съ нимъ платиновая пластинка, заряжается отрицательно. Послѣ снятія пластинокъ мы найдемъ, что влажная поверхность окисленнаго металла наэлектризована сильно положительно и, благодаря этому, намъ можетъ показаться, что наэлектризованъ самъ металлъ.

Зарядъ пламени.

§ 37. При процессахъ горѣнія также происходитъ обильное образованіе электричества. Наружная оболочка пламени оказывается заряженной отрицательно (что обнаруживается помощью платиновой проволоки, введенной въ пламя и соединенной съ электрометромъ), а внутренній конусъ положительно. Тлѣющая монашенка, помѣщенная на пластинку электроскопа съ золотыми листочками, заряжаетъ его сильно положительно, поднимающійся же дымъ оказывается заряженнымъ отрицательно.

Атмосферное электричество.

§ 38. Воздухъ въ солнечный день находится въ сильно наэлектризованномъ состояніи. Если сначала разрядимъ проводящій шарикъ, соединенный изолированной проволокой съ электроскопомъ, соединяя его съ наружной обкладкой послѣдняго, а затѣмъ поднимемъ его на нѣкоторую высоту въ воздухѣ, то золотой листочекъ зарядится положительно и тѣмъ сильнѣе, чѣмъ выше мы поднимемъ упомянутый шарикъ (на 150 Даніэлей на 1 метръ поднятія. Лемонье 1752). Вмѣсто шарика для опыта лучше взять проволочную метелочку или-же маленькое пламя.

Отсюда слѣдуетъ, что въ ясный день и подъ открытымъ небомъ мы находимся въ сильномъ электрическомъ полѣ, въ которомъ паденіе потенціала, считая снизу вверхъ, равно—$0{\cdot}_2 4$ (сант. $^1/_2$ гр. $^1/_2$ сек. $^{-1}$) *). Если примемъ потенціалъ на большомъ разстояніи отъ земли за нулевой, то потенціалъ послѣдней опредѣлится въ—2.500.000 (сант. $^1/_2$ гр. $^1/_2$ сек. $^{-1}$), что по нашимъ понятіямъ величина колоссальная.

Описанный опытъ удается произвести только подъ открытымъ небомъ или у открытаго окна. Въ комнатѣ, окруженной проводящими стѣнами, зарядъ внѣшнихъ стѣнъ зданія и прилегающей къ нему земной поверхности не производитъ дѣйствія (§ 5). По той-же причинѣ опыты вовсе не удаются или весьма плохо въ пасмурный день (подъ проводящими облаками). Усиливающаяся влажность даже при яркомъ небѣ уже уменьшаетъ величину паденія потенціала у земной поверхности (Фр. Экснеръ). Гроза есть ни что иное, какъ нарушеніе нормальнаго распредѣленія потенціала атмосферы быстро движущимися тучами.

---

*) Одинаковое численное значеніе имѣетъ также электрическая сила притяженія земли, заряженной массою Q, на электрическую единичную массу. Эта сила выражается черезъ $\frac{Q}{R^2}$ (§ 19), гдѣ R означаетъ радіусъ земли, равный $64 \cdot 10^7$ сантиметр. $\frac{Q}{R}$ есть потенціалъ земли.

$\frac{Q}{R^2} = -0.004$ (сант.$^{-1/2}$ гр. $^1/_2$ сек. $^{-1}$); $\frac{Q}{R} = -2.500.000$ (сант. $^1/_2$ гр. $^1/_2$ сек.$^{-1}$).

3. Сложеніе разностей потенціаловъ.

При электрическихъ явленіяхъ играютъ роль разности потенціаловъ, но не абсолютные потенціалы.

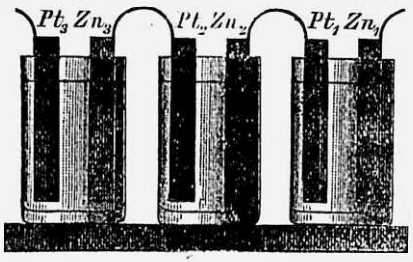
§ 39. При разнаго рода электризаціяхъ возбуждаются по различнымъ законамъ опредѣленныя разности потенціаловъ, но не опредѣленныя абсолютныя величины потенціаловъ.

Между кускомъ цинка и водою всегда устанавливается разность потенціаловъ въ 0·7 Даніэля. Если соединить цинкъ съ водопроводными трубами дома, потенціалъ которыхъ нуль, то вода оказывается при потенціалѣ +0·7 Даніэля. Если же, напротивъ, соединить съ трубами воду (при помощи погруженной въ нее платиновой проволоки), то цинкъ окажется при потенціалѣ —0·7 Даніэля. Если цинкъ и воду послѣ соединенія каждаго изъ нихъ съ землею изолировать и затѣмъ прикоснуться ими другъ къ другу, то первый принимаетъ потенціалъ —0·35 Дан., а вторая +0·35 Дан. Если удерживать потенціалъ цинка при $\begin{cases} +100 \\ -100 \end{cases}$ Дан., то вода окажется при потенціалѣ $\begin{cases} +100{\cdot}7 \\ -\ 99{\cdot}3 \end{cases}$ Дан.

Послѣдовательное соединеніе.

§ 40. Указанное только что обстоятельство даетъ возможность послѣдовательнымъ соединеніемъ большаго числа электровозбудительныхъ комбинацій накапливать малыя электровозбудительныя дѣйствія до высокой разности потенціаловъ. Фиг. 41 представляетъ такое соединеніе (батарея Сми). Пусть цинкъ Zn_1 имѣетъ потенціалъ P, тогда вода Aq_1, а слѣдовательно Pt_1 и Zn_2 примутъ потенціалъ P+0·7 Дан., Aq_2 и Zn_3 потенціалъ P+1·4 Д., Aq_3 и Pt_3 потенціалъ P+2·1 Дан. Разность потенціаловъ на концахъ (полюсахъ) батареи Zn_1 и Pt_3, слѣдовательно, втрое больше, чѣмъ на полюсахъ одного элемента.

Фиг. 41.



Соединеніе другъ противъ друга.

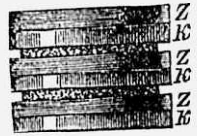
§ 41. Сочетаніе желѣзо-вода даетъ электровозбудительную силу (разность потенціаловъ на полюсахъ) только въ 0·2 Дан. Если включить такой элементъ, но съ обратнымъ расположеніемъ полюсовъ (Zn/Aq+Aq/Fe), противъ элемента Сми, то полюсы Zn и Fe такого сочетанія примутъ потенціалъ 0·5 Дан., при чемъ цинкъ оказывается отрицательнымъ по отношенію къ желѣзу.

Противъ трехъ элементовъ Сми нужно включить пять элементовъ олово-вода ($Sn_1/Aq+Sn_2/Aq+\ldots\ldots+Aq/Zn_3$), чтобы разность потенціаловъ полюсовъ Sn_1 и Zn_3 оказалась равной нулю; слѣдовательно, каждый элементъ Sn/Aq имѣетъ электровозбудительную силу въ 0·42 Дан. (Компенсаціонный способъ сравненія электровозбудительныхъ силъ Поггендорфа).

Способъ сложенія электровозбудительныхъ силъ, описанный въ § 40, придумалъ Вольта (1795 г.). Его элементы сильнѣе элементовъ Сми, если только цѣпь замыкается ненадолго; вмѣсто платины они содержатъ мѣдь; электровозбудительная сила ихъ, слѣдовательно, около 1·0 Дан. (Zn/Aq—Cu/Aq=0·7+0·3 Дан. ср. таблицу § 35).

Вольта придалъ своей батареѣ удобное и для многихъ цѣлей очень выгодное уетройство. Тонкіе кружки изъ цинка, мѣди и влажнаго сукна накладываются одинъ на другой въ видѣ столба (фиг. 42). Этотъ столбъ уступаетъ однако бумажному столбу Замбони, въ которомъ золотой и серебряный кружокъ оклеиваются съ одной стороны бумагой и накладываются оклеенными сторонами другъ къ другу; нѣсколько тысячъ такихъ паръ накладываются одна на другую въ одной и той-же послѣдовательности. Полюсы такого столба (фиг. 34) на каждый дециметръ длины его имѣютъ разность потенціаловъ около 1000 Дан. Эти удобные и хорошо дѣйствующіе источники употребляются еще и теперь для полученія постоянныхъ и высокихъ потенціаловъ.

Фиг. 42.

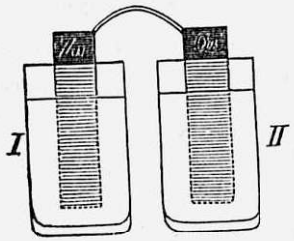


Еще объ опытѣ Вольты.

§ 42. Конденсаторъ Вольты Zn/Cu представляетъ (по Экснеру и Брауну) ни что иное, какъ его-же элементъ въ обратномъ видѣ, какъ это изображено на фиг. 43. Тонкіе слои воды, покрывающіе пластинки конденсатора, принимаютъ ту же разность потенціаловъ, какъ и вода въ

сосудахъ I и II (фиг. 43), при чемъ разность эта, какъ легко усмотрѣть, равна разности потенціаловъ элемента Вольты съ противоположнымъ знакомъ. Вода, покрывающая цинкъ, заряжается положительно, а покрывающая мѣдь—отрицательно. Сами же металлы имѣютъ нѣкоторый общій средній потенціалъ. Такимъ образомъ кажется, будто поверхности металлическихъ пластинокъ въ конденсаторѣ Вольты имѣютъ зарядъ противоположнаго знака, чѣмъ въ элементѣ Вольты, между тѣмъ, какъ это относится, собственно говоря, только къ внѣшнимъ поверхностямъ слоевъ воды, покрывающей пластинки конденсатора.

Фиг. 43.



Законъ Вольты.

По закону Вольты разность потенціаловъ конденсаторовъ изъ металловъ M_1 и M_3 равна суммѣ разностей потенціаловъ конденсаторовъ изъ металловъ M_1/M_2 и M_2/M_3, гдѣ M_2 обозначаетъ произвольный третій металлъ (ср. таблицу § 30). Если принять во вниманіе описанное въ §§ 36 и 42 дѣйствіе водяныхъ слоевъ, покрывающихъ металлы, то разность потенціаловъ M_1/M_2 нужно представить въ видѣ суммы $Aq/M_1+M_2/Aq$. Тоже самое слѣдуетъ сказать и о прочихъ сочетаніяхъ. И такъ должно имѣть мѣсто $M_1/M_2+M_2/M_3=M_1/M_3$ точнѣе $(Aq/M_1+M_2/Aq)+(Aq/M_2+M_3/Aq)=(Aq/M_1+M_3/Aq)$. Послѣднее уравненіе представляетъ тождество. Поэтому, согласно такому взгляду, законъ Вольты долженъ бы являться самъ собою понятнымъ.

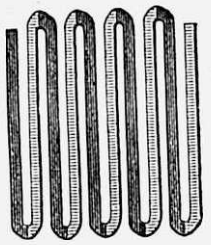
Термо-электрическіе элементы.

§ 43. Изъ другихъ, кромѣ химическихъ, источниковъ электричества до сихъ поръ пользовались съ выгодою только термоэлектрическими батареями (§ 31). Онѣ состоятъ изъ пластинокъ висмута и сурьмы, спаянныхъ въ видѣ зигзага; четныя мѣста спаевъ нагрѣваются, а нечетныя (съ противодѣйствующей электровозбудительной силой) охлаждаются льдомъ (фиг. 44).

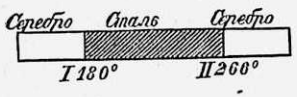
Нейтральная точка.

Дѣйствіе термо-элемента (фиг. 45) опредѣляется не разностью температуръ его спаевъ, а абсолютною величиною этихъ температуръ. Это слѣдуетъ изъ того, что въ уравненіи Авенаріуса имѣется членъ второй степени (§ 31). Напр. электровозбудительная сила V сочетанія серебро—сталь достигаетъ своей максимальной величины (0·5 Дан.) при 223°Ц. (срав. графическое изображеніе фиг. 46) и имѣетъ одинаковую величину для температуръ равно отстоящимъ отъ этой точки (напр. 180° и 266°). Если при этихъ температурахъ удерживать

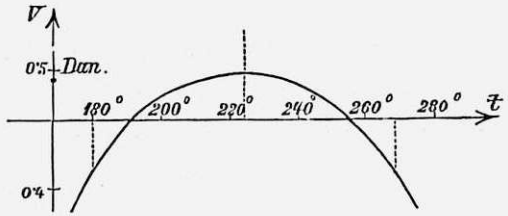
Фиг. 44.



Фиг. 45.



Фиг. 46.



спаи элемента фиг 45, то, не смотря на большую разность ихъ, въ элементѣ не обнаруживается никакой электровозбудительной силы. Температуру 223° называютъ нейтральною точкою сочетанія серебро-сталь-серебро. Для сочетанія серебро-сталь при этой температурѣ бываетъ максимумъ дѣйствія.

Термо-электрическія батареи.

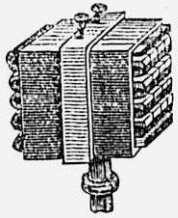
Термо-батареямъ (фиг. 44) придаютъ очень удобный видъ, соединяя ихъ въ цилиндръ, у одного изъ основаній котораго находятся четныя спаи (подлежащіе нагрѣванію), у другого нечетныя (подлежащіе охлажденію). Такой термо-столбъ (фиг. 47) заключаетъ иногда до сотни элементовъ. При приближеніи теплой руки къ одному изъ концовъ такого столба уже на разстояніе одного метра, на полюсахъ возбуждается замѣтная разность потенціаловъ, которую легко обнаружить при помощи чувствительнаго прибора (гальванометръ § 142). Такія батареи съ выгодою употребляются для измѣренія напряженія свѣтовыхъ и тепловыхъ лучей (Мелони 1841).

Параллельное соединеніе.

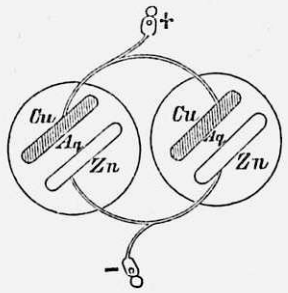
§ 44. Чтобы сдѣлать источникъ электричества обильнымъ и быстродѣйствующимъ, слѣдуетъ увеличить его электровозбудительныя поверх-

ности. Соединяя параллельно (фиг. 48 и 49) два (термо- или вольта-) элемента, мы не получаемъ, правда, болѣе высокой разности потенціа-

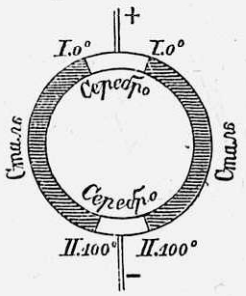
Фиг. 47.



Фиг. 48.



Фиг. 49.



ловъ, чѣмъ при одномъ элементѣ, но данный зарядъ можемъ въ два раза быстрѣе доставить, или такъ-же быстро, какъ въ случаѣ одного элемента съ удвоенными электровозбудительными поверхностями.

Искра при приближеніи электродовъ.

При приближеніи концовъ полюсныхъ проволокъ столба Замбони происходитъ разрядъ въ видѣ маленькой искры (§ 1, 22). Чтобы получилась новая искра, полюсы должны получить первоначальную разность потенціаловъ, для чего требуется нѣкоторое время, такъ какъ кружки въ этихъ столбахъ малы, а бумага представляетъ очень дурной проводникъ.

Потокъ искръ.

При приближеніи концовъ полюсныхъ проволокъ термо-или вольта-батареи получается рядъ искръ, быстро слѣдующихъ другъ за другомъ. Чѣмъ болѣе элементовъ соединено послѣдовательно, тѣмъ выше разность потенціаловъ и тѣмъ длиннѣе искры. Чѣмъ больше поверхности пластинокъ или чѣмъ больше элементовъ соединено параллельно, тѣмъ быстрѣе можно застаяить искры слѣдовать другъ за другомъ.

4. Установившееся токо-состояніе. Теплота, развиваемая въ проводникѣ, находящемся въ электрическомъ токо-состояніи.

Замыканіе цѣпи.

§ 45. При уменьшеніи разстоянія между концами полюсныхъ проволокъ разрядъ батареи происходитъ ранѣе, чѣмъ напряженіе на полюсахъ достигнетъ максимальной величины; при этомъ ни одна изъ

искръ не разряжаетъ батарею вполнѣ, такъ какъ скорость заряженія равна скорости разряженія. Отсюда слѣдуетъ:

1) Амплитуда и періодъ колебанія напряженія на полюсахъ уменьшаются вмѣстѣ съ уменьшеніемъ разстоянія между полюсами и наконецъ совершенно ускользаютъ отъ наблюденія.

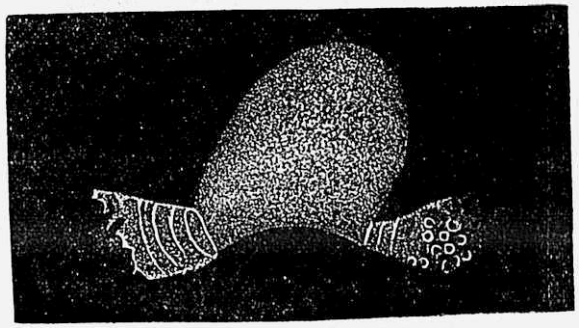
2) Получающееся при этомъ окончательное значеніе электровозбудительной силы батареи бываетъ меньше чѣмъ до разряда, но больше нуля.

Описанный процессъ называется *замыканіемъ цѣпи.*

Вольтова дуга.

§ 46. Пространство, въ которомъ перескакиваютъ искры, нагрѣвается до бѣлаго каленія и вслѣдствіе этого настолько способствуетъ образованію искръ, что послѣ замыканія цѣпи разстояніе между электродами можно постепенно увеличивать безъ того, чтобы разряженіе сдѣлалось опять замѣтно періодическимъ. При этомъ получается (особенно при употребленіи угольныхъ электродовъ) блестящая бѣлая дуга, изогнутая по линіямъ силъ (фиг. 50). Батарея въ 50 элементовъ Даніэля средней

Фиг. 50.



величины даетъ красивую свѣтовую дугу длиною въ 2 мм. и силою въ 1000 нормальныхъ свѣчей.

Энергія проводника, находящагося въ электрическомъ токо-состояніи.

§ 47. Все время пока разряды идутъ съ замѣтными перерывами и дуга шипитъ, можно еще говорить о послѣдовательныхъ заряженіяхъ

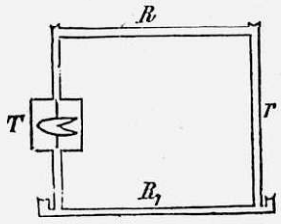
и разряженіяхъ полюсныхъ проволокъ. Химическая энергія, расходуемая у реагирующихъ (цинкъ/вода) поверхностей батареи, превращается сначала въ энергію заряда (электростатическую энергію) полюсныхъ проволокъ, а потомъ въ тепловую и лучистую энергію дуги. Но когда дуга горитъ спокойно, тогда не происходитъ никакого измѣненія въ зарядѣ полюсныхъ проволокъ. Все же химическая энергія реагирующихъ поверхностей не превращается у этихъ поверхностей въ теплоту, но всецѣло въ лучистую энергію дуги. Неизвѣстный еще процессъ, обусловливающій переносъ химической энергіи по полюснымъ проволокамъ отъ батареи къ дугѣ, называется *электрическимъ токо-процессомъ*, а та форма, въ которой эта энергія передается по проволокамъ (а можетъ быть и возлѣ нихъ), называется *электрическою токо-энергіею*.

Установившееся токо-состояніе.

§ 48. Эта энергія, исходя изъ соединительныхъ проволокъ, можетъ превратиться разнообразными другими способами въ другія формы энергіи внутри или внѣ этихъ проволокъ; другими словами: соединительныя проволоки находятся въ нѣкоторомъ особенномъ состояніи,—въ *установившемся* (*стаціонарномъ*) *токо-состояніи*. Стаціонарнымъ (установившимся) называютъ это состояніе потому, что электростатическія свойства цѣпи не измѣняются, чего нельзя сказать о другихъ свойствахъ ея: въ одномъ мѣстѣ происходятъ химическія измѣненія, въ другомъ выдѣленіе свѣта и теплоты.

Представимъ себѣ двѣ водопроводныя трубы R и R_1 (фиг. 51) на высотѣ H и H_1. При помощи турбины T вода изъ R_1 поднимается въ R и стекаетъ внизъ черезъ трубку r съ шероховатыми волнистыми стѣнками, при чемъ треніе воды о трубку и количество выдѣляемой вслѣдствіе этого теплоты таково, что вода достигаетъ до низу, не измѣнивъ скорости своего движенія. Работу турбины можно сравнить съ расходомъ энергіи въ элементѣ, а превращеніе энергіи въ r съ таковымъ же въ свѣтовой дугѣ. Трубы R и R_1 переносятъ потенціальную энергію, которая заключается въ поднятой водѣ. Эту энергію можно сравнить съ токо-энергіей.

Фиг. 51.



Теплота, развиваемая въ проводникѣ, находящемся въ электрическомъ токо-состояніи.

§ 49. Чѣмъ меньше разстояніе между электродами, тѣмъ менѣе въ дугѣ количество развиваемой въ секунду энергіи и тѣмъ яснѣе становится, что *превращеніе токо-энергіи въ теплоту происходитъ* не исключительно въ дугѣ, но, хотя и въ меньшей степени, *во всей цѣпи*.

Въ этомъ можно убѣдиться просто, ощупывая проводникъ, находящійся въ сильной степени токо-состоянія. При надлежащемъ расположеніи (§ 63) нѣкоторыя части цѣпи накаливаются. Для слабыхъ степеней токо-состоянія это можно доказать при помощи металлическаго термометра.

Паденіе потенціала.

При этомъ уменьшеніи разстоянія концы дуги не сохраняютъ прежней разности потенціаловъ, а таковая разность распредѣляется и по проводящимъ проволокамъ, такъ что по всей цѣпи происходитъ болѣе или менѣе равномѣрное неизмѣнное *паденіе потенціала*, а на реагирующихъ поверхностяхъ элементовъ сохраняются скачки въ противоположномъ направленіи.

Электрометръ показываетъ, что въ замкнутой цѣпи 10 метровъ длиною одного большого элемента Грове значеніе потенціала не вездѣ одинаково, что было бы, если бы цѣпь находилась не въ токо-состояніи, а въ состояніи электростатическаго заряда (§ 16). Соединяя различныя точки цѣпи съ электрометромъ, получимъ:

Разстояніе отъ цинковаго полюса.	0.	2 м.	5 м.	8 м.	10 м.
Значеніе потенціала . .	−1·0	−0·6	0	+0·6	+1·0 Даніэля.

Во всей цѣпи происходитъ поэтому паденіе потенціала въ $+\frac{2\cdot0}{10}$ Дан. на метръ $= +0{\cdot}_{6}66$ (сан.$^{-1/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$) (считая по «положительному токо-направленію», отъ положительнаго полюса къ отрицательному), а у реагирующей поверхности скачекъ въ—2·0 Дан. Срав. графич. изображеніе фиг. 52 и 53.

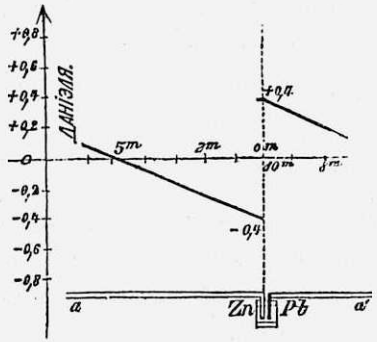
Аналогію § 48 можно распространить и на только что разсмотрѣнный общій случай. Представимъ себѣ, что трубы R и R_1 такъ узки, что выдѣленіе тепла вслѣдствіе тренія становится замѣтнымъ и предположимъ опять, что скорость воды вездѣ одинакова. Тогда трубамъ нужно дать такой наклонъ, чтобы выдѣленіе тепла покрывалось работою паде-

Государственная БИБЛІОТЕКА СССР им. В. И. Ленина
СССР имени В. И. ЛЕНИНА

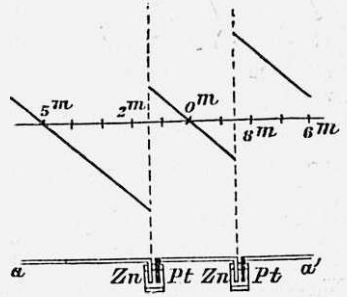
нія воды. Фиг. 54 соотвѣтствуетъ фиг. 52 и 53. Точки a и a′ слѣдуетъ разсматривать, какъ совпадающія.

Чѣмъ шероховатѣе и волнистѣе стѣнки трубки въ части bb′ (фиг. 55), чѣмъ болѣе, слѣдовательно, выдѣляется въ этой части тепла, тѣмъ

Фиг. 52.

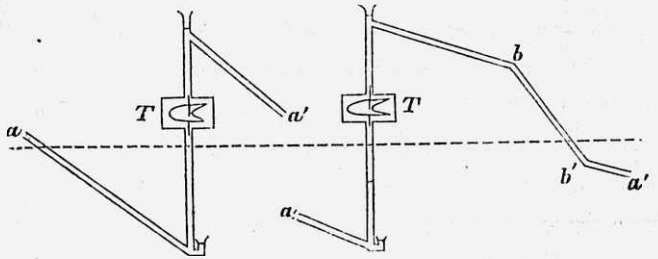


Фиг. 53.



Фиг. 54.

Фиг. 55.



болѣе долженъ быть приданъ наклонъ трубкѣ въ этомъ мѣстѣ, т. е. тѣмъ болѣе должно быть здѣсь *паденіе воды*.

Законъ Джауля.

§ 50. Такъ же неравномѣрно распредѣляется и *паденіе потенціала* вдоль не вполнѣ однородной цѣпи.

Положеніе 1. Оно наибольше тамъ, гдѣ происходитъ наибольшее выдѣленіе тепла, при чемъ *количество теплоты*, выдѣляемое какою нибудь частью цѣпи въ 1 сек. на 1 сант. длины, *пропорціонально квадрату паденія потенціала* въ этой части (Джауль 1841).

Положеніе 2. Количество теплоты, выдѣляемое даннымъ кускомъ проволоки, остается постояннымъ въ какую бы цѣпь мы его ни включили,

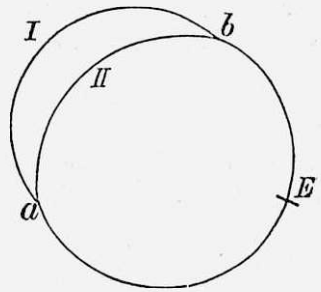
лишь бы паденіе потенціала на этомъ кускѣ оставалось постояннымъ. Количество теплоты не зависитъ поэтому отъ лежащихъ внѣ проводника частей цѣпи, но только отъ состоянія самого проводника: разности потенціаловъ на его концахъ, формы его, вещества, температуры и т. д.

Вскорѣ можно будетъ привести подробную формулировку закона Джауля.

Распредѣленіе электрическаго токо-состоянія между двумя проволоками, включенными параллельно.

§ 51. Если между двумя точками цѣпи a и b (фиг. 56) включить вмѣсто одного проводника два I и II, то оба они прійдутъ въ токосостояніе и количество выдѣляемой въ нихъ теплоты будетъ соотвѣтствовать паденію потенціала между этими точками такъ, какъ и въ простой цѣпи (Полож. 2). Если проволоки I и II совершенно одинаковы, то для всякой разности потенціаловъ точекъ развѣтвленія a и b, количество выдѣляемаго въ каждомъ изъ обоихъ проводниковъ тепла будетъ совершенно одинаково. Если проводники I и II замѣнить однимъ, то онъ будетъ имѣть вдвое большую площадь поперечнаго сѣченія.

Фиг. 56.



Положеніе 3. Поэтому не слѣдуетъ удивляться, что *количество* выдѣляемаго *тепла*, при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ, *пропорціонально площади поперечнаго сѣченія проводника.*

Положеніе 4. Это количество зависитъ отъ вещества проводника, отъ величины (но не отъ формы) площади поперечнаго сѣченія и не зависитъ отъ того, какъ изогнутъ самъ проводникъ.

Формулировка закона Джауля.

§ 52. И такъ законъ Джауля можетъ быть выраженъ уравненіемъ:

$$\frac{W}{L} = k\,q\,G^2 \ldots . 1\,a)$$

въ которомъ W означаетъ полное количество теплоты, выдѣляемое въ 1 секунду, L—длину проводника, q—поперечное сѣченіе, k—постоянную,

зависящую отъ матеріала проводника (такъ называемая *удѣльная проводимость* матеріала) и наконецъ G—паденіе потенціала.

Пользуясь соотношеніемъ $G = \frac{E}{L}$, гдѣ E разность потенціаловъ на концахъ проводника (*напряженіе у борновъ*), предыдущему уравненію можно дать видъ:

$$W = \frac{E^2}{w} \ldots . 1), \text{ гдѣ } w = k^{-1} \frac{L}{q} \ldots . 2)$$

Сопротивленіе проводника.

Постоянная w, зависящая отъ природы и формы проводника, обыкновенно называется *сопротивленіемъ проводника*. Постоянная k^{-1} (обратная удѣльной проводимости) называется *удѣльнымъ сопротивленіемъ* матеріала. Названія эти выбраны во вниманіе къ аналогіямъ § 48 и 49 и помимо этого не имѣютъ никакого значенія.

Количество теплоты, выдѣляемое въ 1 секунду проводникомъ, находящимся въ установившемся токо-состояніи, пропорціонально квадрату разности потенціаловъ на концахъ проводника и обратно пропорціонально сопротивленію его (*Законъ Джауля*).

Удѣльное сопротивленіе.

§ 53. Если проводимость серебра (наибольшую между всѣми) обозначить черезъ 100, то проводимости другихъ металловъ будутъ имѣть слѣдующія значенія:

	Серебро.	Мѣдь.	Золото.	Цинкъ.	Желѣзо.	Платина.	Ртуть.
к. . .	100	77,4	55,9	27,4	14,4	10,5	1,6

Сопротивленіе химически чистыхъ металловъ довольно сильно мѣняется съ температурой и въ довольно широкихъ предѣлахъ возрастаетъ пропорціонально ихъ абсолютной температурѣ, т. е. по уравненію

$$w_{t^0} = w_{0^0} \left(1 + \frac{t^0}{273}\right).$$

Поэтому при 273° оно вдвое больше чѣмъ при 0°. (Клаузіусъ, Лоренцъ 1881 г.).

Теплопроводность и показатель преломленія металловъ измѣняются съ природою и температурою послѣднихъ точно такъ же, какъ и ихъ электрическая проводимость (Форбсъ 1831, Кундтъ 1888 г.).

Въ сравненіи съ другими жидкостями ртуть имѣтъ громадную проводимость. Если ее положить равною 100 (а проводимость серебра слѣдовательно = 6300), то проводимости другихъ жидкостей будутъ слѣдующія:

Ртуть.	Азотная кислота.	Растворъ поваренной соли.	Растворъ мѣднаго купороса.	Чистая вода.
100	0,007	0,002	0,0004	изолируетъ

Проводимость химически сложныхъ жидкостей возрастаетъ вмѣстѣ съ температурой. Обратный коэфиціентъ тренія и скорость диссоціаціи этихъ жидкостей мѣняются съ природою и температурою послѣднихъ такъ же, какъ и ихъ электрическая проводимость (Гитторфъ).

Абсолютная единица мѣры для сопротивленія.

§ 54. Абсолютное значеніе постоянной k [ур. 1) и 2)] зависитъ отъ системы единицъ, въ которыхъ измѣрены W и E. При помощи непосредственныхъ потенціальныхъ и калориметрическихъ измѣреній возможно получить значеніе сопротивленія въ абсолютныхъ механическихъ единицахъ. Для подобныхъ измѣреній имѣются однако другія гораздо болѣе удобные и точные методы (§ 68).

Каково измѣреніе сопротивленія въ абсолютныхъ механическихъ единицахъ? Измѣреніе E — (сан. $^{\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$), W имѣетъ такое же измѣреніе, какъ и работа въ 1 секунду (сан. ^{2} гр. сек. $^{-3}$), слѣдовательно измѣреніе w = (сан. $^{-1}$ сек.).

Столбъ чистой ртути въ 1 м. длины и 1 $\frac{\text{м}^2}{\text{м}}$ поперечнаго сѣченія, при разности потенціаловъ на концахъ въ 1 даніель = 0,003 (сан. $^{\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$), выдѣляетъ въ 1 секунду около 0,23 грамо-калорій, что по Р. Майеру составляетъ 10^7 (сан. ^{2} гр. сек. $^{-2}$) теплоты (Джауль). Поэтому его сопротивленіе въ абсолютныхъ единицахъ по ур. 1) равно $0._{11}12$ (сан. $^{-1}$ сек.).

Единица Сименса.

При измѣреніяхъ это сопротивленіе принимаютъ (по предложенію В. Сименса) за практическую произвольно выбранную единицу подъ названіемъ единицы Сименса (обозначается Е. С.)

1. Е. С. $= O._{11}12$ (сан.$^{-1}$ сек.) абсолютныхъ един.

Сколько теплоты выдѣляетъ такой столбъ ртути при разности потенціаловъ на концахъ въ 10 даніелей? Въ сто разъ больше (23 гр. кал. въ 1 сек.). А такихъ же размѣровъ серебряная проволока при 1 дан.? Въ 63 раза больше. Сколько тепла выдѣляетъ золотая проволока въ 2 м., 5 $\frac{м^2}{м}$ при разности потенціаловъ въ 10^{-5} C. G. S.? 7 гр. калорій въ 1 секунду.

Распредѣленіе потенціаловъ въ неоднородной цѣпи.

§ 55. Теперь остается вывести законъ, по которому происходитъ выдѣленіе тепла, а слѣдовательно и распредѣленіе паденія потенціала въ неоднородной цѣпи.

Положеніе 5. Если нѣкоторую часть цѣпи замѣнить какимъ-нибудь другимъ проводникомъ *одинаковаго* сопротивленія, то выдѣленіе тепла останется то-же самое (*Законъ Ома*). Отъ этой замѣны не произошло поэтому никакого измѣненія въ разности потенціаловъ на концахъ, а слѣдовательно и въ распредѣленіи потенціала въ цѣпи.

Теплота, выдѣленная проводникомъ, находящимся въ установившемся токо-состояніи, при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ, пропорціональна длинѣ проводника. Въ двухъ равной длины частяхъ одного и того же проводника (нѣтъ необходимости, чтобы части эти непремѣнно соприкасались) выдѣляются поэтому одинаковыя количества теплоты. Если представить себѣ, что части эти замѣнены другими проводниками одинаковаго съ ними сопротивленія, то легко усмотрѣть:

Положеніе 6. Части равнаго сопротивленія, находящіяся гдѣ бы то ни было въ одной и той же цѣпи, выдѣляютъ равныя количества теплоты.

Части неодинаковой длины одной и той же цѣпи выдѣляютъ количества теплоты пропорціональныя ихъ длинамъ, а слѣдовательно и сопротивленіямъ. Отсюда слѣдуетъ, какъ и прежде:

Положеніе 7. *Проводники равнаго сопротивленія*, включенныя гдѣ угодно въ *одну и ту же* цѣпь, *выдѣляютъ количества тепла пропорціональныя ихъ сопротивленіямъ.*

Частное $\frac{W}{w}$ отъ дѣленія количества выдѣленной теплоты W на сопротивленіе w имѣетъ, слѣдовательно, постоянную величину для всѣхъ частей цѣпи. Но такъ какъ мы имѣемъ (ср. ур. 1):

$$\frac{W}{w} = \frac{E^2}{w^2}$$

Законъ Ома.

§ 56. То стало быть и *частное отъ дѣленія разности потенціаловъ на концахъ E на сопротивленіе* w *имѣетъ постоянную величину для всѣхъ частей цѣпи* (Законъ Ома 1827 г.).

Токо-напряженіе.

Это частное называютъ силою, или напряженіемъ токо-состоянія или сокращенно токо-напряженіемъ J.

$$\frac{E}{w} = J = \text{Const.} \text{ (Законъ Ома) . . . . 3).}$$

Пользуясь этимъ выраженіемъ, закону Джауля можно дать видъ:

$$W = J^2 w \text{ . . . . 4)} \qquad W = JE \text{ . . . . 5).}$$

Нужно обратить вниманіе на то, что по уравненію 3) токо-напряженіе J, какъ и разность потенціаловъ E, имѣетъ направленіе и знакъ. Въ проводникѣ, въ которомъ значенія потенціаловъ въ положительномъ направленіи $\begin{matrix}\text{уменьшаются}\\ \text{увеличиваются}\end{matrix}$, токо-напряженіе имѣетъ $\begin{matrix}\text{положительное}\\ \text{отрицательное}\end{matrix}$ направленіе.

Не слѣдуетъ думать, что паденіе потенціала и токо-напряженіе представляютъ различныя свойства проводника, которыя существуютъ одновременно и обусловливаютъ другъ друга. Это только двѣ формы, въ которыхъ, смотря по надобности, разсматривается одно и то же явленіе. Если въ дальнѣйшемъ будетъ сказано: въ проводникѣ имѣется нѣкоторое токо-напряженіе, то во всѣхъ случаяхъ это будетъ означать только то, что въ проводникѣ происходитъ нѣкоторое паденіе потенціала и что онъ находится, слѣдовательно, въ другомъ состояніи, чѣмъ въ состояніи электростатическаго заряда.

Историческая замѣтка.

Г. С. Омъ (род. въ 1789 г., умеръ въ 1854 г.) вывелъ свой законъ задолго до Джауля при помощи непосредственныхъ электроскопическихъ наблюденій. Эти наблюденія были повторены потомъ въ 1853 г. Кольраушемъ съ болѣе точными приборами. Къ предположе-

нію о существованіи подобнаго закона Ома привели гипотетическія представленія въ родѣ приведенныхъ въ § 75. Его законъ по справедливости служитъ основаніемъ нашихъ знаній объ электрическомъ токо-состояніи. Мы сейчасъ убѣдимся, какъ можно при его помощи удобопримѣнимо и вполнѣ достаточно опредѣлить распредѣленіе потенціала въ произвольной системѣ проводниковъ, находящихся въ установившемся токо-состояніи.

Дѣйствія проводника, находящагося въ электрическомъ токо-состояніи.

§ 57. Понятіе о токо-напряженіи $\frac{E}{w}$ имѣетъ болѣе широкое значеніе въ сравненіи съ приведеннымъ въ § 56. Большинство дѣйствій находящагося въ токо-состояніи проводника, подлежащихъ описанію въ дальнѣйшемъ, пропорціональны наличному токо-напряженію. Они одинаковы въ проводникахъ, имѣющихъ различныя распредѣленія потенціала, но одинаковыя токо-напряженія при одинаковыхъ прочихъ обстоятельствахъ.

Въ нѣкоторыхъ случаяхъ бываетъ важнѣе знать токо-напряженіе (скорость, температуру) въ тѣлѣ, чѣмъ распредѣленіе потенціала (количество движенія, количество теплоты) въ этомъ тѣлѣ.

Абсолютная единица токо-напряженія.

§ 58. То токо-напряженіе, которое соотвѣтствуетъ разности потенціаловъ на концахъ въ 1 (сан. $^{\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$) и сопротивленію 1 (сан. $^{-1}$ сек.), принимается въ абсолютной системѣ единицъ за единицу токо-напряженія.

Въ такихъ единицахъ разность потенціаловъ въ 1 даніель на концахъ сопротивленія въ 1 Е. С. опредѣляетъ токо-напряженіе въ $\frac{1}{300} \cdot \frac{1}{0,_{11}12}$ (ср. § 54)$=3.10^{9}\left(\frac{\text{сан.}^{\frac{1}{2}}\ \text{гр.}^{\frac{1}{2}}\ \text{сек.}^{-1}}{\text{сан.}^{-1}\ \text{сек.}}\right)$. Измѣреніе абсолютной единицы токо-напряженія есть поэтому (сан. $^{\frac{3}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-2}$).

Общее сопротивленіе параллельнаго развѣтвленія.

§ 59. Опредѣлимъ теперь полное сопротивленіе w (фиг. 56 стр. 43), параллельно включенныхъ вѣтвей I и II, сопротивленія которыхъ суть w_1 и w_2. Пусть E обозначаетъ разность потенціаловъ точекъ развѣтвленія a и b.

Проводимость вѣтви $I = \frac{1}{w_1}$ по ур. 1) есть та теплота, которая выдѣляется въ I при $E=1$; слѣдовательно $\frac{1}{w}$ будетъ та теплота, которую выдѣляютъ вмѣстѣ обѣ вѣтви I и II при $E=1$. Поэтому имѣемъ:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} \ldots\ldots 6\ \text{b}).$$

Общая проводимость равна суммѣ проводимостей обоихъ проводниковъ, общее же сопротивленіе для $w_1 \gtrless w_2$ получается по болѣе сложному урав. 6 b).

Первая теорема Кирхгофа.

§ 60. Токонапряженіе J во внѣ лежащей части цѣпи такая же, какъ и въ части ab, а именно $\frac{E}{w}$. Но по ур. 6 b) имѣемъ:

$$\frac{E}{w} = \frac{E}{w_1} + \frac{E}{w_2} \ldots\ldots 6\ \text{a})$$

$\frac{E}{w_1} = J_1$ есть токонапряженіе въ I, а $\frac{E}{w_2} = J_2$ есть токонапряженіе во II. Отсюда получаемъ теорему:

$$J = J_1 + J_2 \ldots\ldots 6).$$

Токонапряженіе въ неразвѣтвленной части цѣпи равно суммѣ токонапряженій въ развѣтвленіи (ab).

Алгебраическая сумма токонапряженій всѣхъ вѣтвей, сходящихся въ одной точкѣ, равна нулю. (Первый законъ Кирхгофа 1851 г.). При этомъ паденіе потенціаловъ во всѣхъ вѣтвяхъ, начиная отъ точки пересѣченія, нужно считать положительнымъ.

Плотность токонапряженія.

Можно поэтому предположить, что всѣ продольныя волокна проводника принимаютъ участіе въ токосостояніи, сумма напряженій которыхъ равна полному токонапряженію. Токонапряженіе J, отнесенное къ единицѣ площади поперечнаго сѣченія, называется плотностью токонапряженія D. Для проволоки съ поперечнымъ сѣченіемъ q будетъ имѣть

$$J = Dq \text{ или } D = \frac{J}{q} = kG \text{ (ср. § 52).}$$

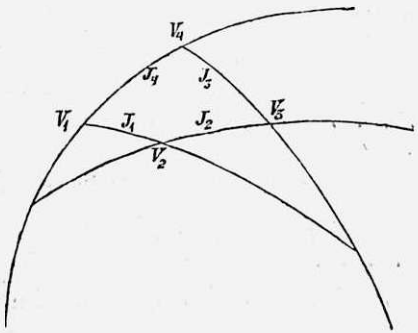
Вторая теорема Кирхгофа.

§ 61. Если въ замкнутомъ контурѣ $V_1\ V_2\ V_3\ V_4$ произвольно развѣтвленной цѣпи (фиг. 57) нѣтъ дѣйствующихъ электровозбудительныхъ силъ, то сумма разностей потенціаловъ $E_1 = (V_1 - V_2)$, $E_2 = (V_2 - V_3)$……, считая ихъ въ одномъ опредѣленномъ направленіи, равна нулю: $(V_1 - V_2) + (V_2 - V_3) + (V_3 - V_4) + (V_4 - V_1) = 0$. Это очевидно. Теперь, если J_1 обозначаетъ токонапряженіе въ $V_1\ V_2$, то $E_1 = J_1\ w_1$. Поэтому $J_1\ w_1 + J_2\ w_2 + J_3\ w_3 + J_4\ w_4 = 0$.

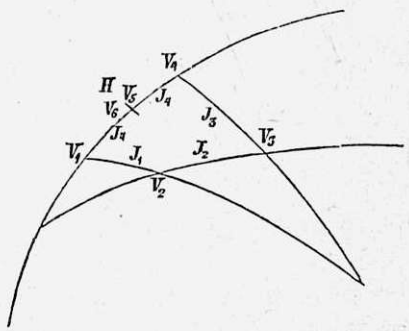
Словомъ $\Sigma J w = 0$

Если же въ контурѣ въ мѣстѣ V_6/V_5 (фиг. 58) находится электровозбудительная поверхность съ разностью потенціаловъ $(V_6 - V_5) = H$, то $E_1 + E_2 + E_3 + E_4 = H$, (предоставляется сосчитать это читателю), слѣдовательно: $\Sigma Jw = H$ . . . . . 7)

Фиг. 57.



Фиг. 58.



Въ замкнутомъ контурѣ произвольно развѣтвленнаго проводника алгебраическая сумма произведеній изъ токонапряженія на сопротивленіе отдѣльныхъ частей контура равна суммѣ дѣйствующихъ въ этомъ контурѣ электровозбудительныхъ силъ. (Второй законъ Кирхгофа).

Электровозбудительныя силы и токонапряженія нужно считать въ одномъ и томъ же, хотя и произвольномъ направленіи. Второй законъ Кирхгофа выражаетъ собою не что другое, какъ только то, что каждая точка цѣпи находится при нѣкоторомъ опредѣленномъ, имѣющемъ единственное значеніе потенціалѣ.

Наложеніе электровозбудительныхъ дѣйствій.

Такъ же легко, какъ и это предложеніе, при помощи простаго сосчитыванія, можетъ быть выведено предложеніе о наложеніи электровозбудительныхъ дѣйствій: установившіеся потенціалы (а стало быть и токонапряженія) въ произвольно сложной системѣ проводниковъ, въ которой дѣйствуетъ нѣсколько электровозбудительныхъ поверхностей, равны алгебраической суммѣ потенціаловъ (токонапряженій), которые породила бы каждая изъ электровозбудительныхъ поверхностей, дѣйствуя отдѣльно, въ такой же системѣ проводниковъ.

5. Примѣненіе законовъ Ома, Кирхгофа и Джоуля.

Сопротивленіе проводниковъ, введенныхъ послѣдовательно.

§ 62. Уравненій 3) 6) 7) вполнѣ достаточно для опредѣленія установившагося распредѣленія потенціаловъ въ произвольно сложной системѣ проводниковъ. Попытаемся сдѣлать это для случая нѣкоторыхъ простыхъ задачъ.

Какъ велико полное сопротивленіе w неоднородной цѣпи? Пусть она состоитъ изъ сопротивленій w_1, w_2, w_3 (фиг. 59). Въ E пусть дѣйствуетъ электровозбудительная сила E

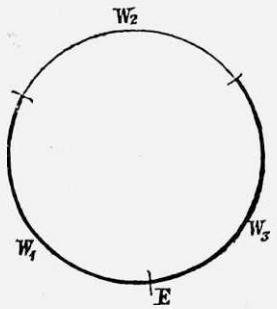
имѣемъ: 3) $J_1 = J_2 = J_3 = J = \frac{E}{w}$

и 7) $(w_1 + w_2 + w_3)\, J = E$

и такъ $w_1 + w_2 + w_3 = w$.

Этотъ результатъ можно было непосредственно усмотрѣть на основаніи разсужденій въ родѣ примѣненныхъ къ уясненію положеній 6) и 7) (§ 55).

Фиг. 59.



Полезное и вредное сопротивленія.

§ 63. Какъ слѣдуетъ поступать, чтобы часть цѣпи w_2 выдѣляла возможно больше теплоты?

По положенію 7) она должна имѣть по возможности большее сопротивленіе сравнительно съ w_1 и w_3.

По закону Джауля вся цѣпь должна имѣть по возможности малое сопротивленіе.

Если $(w_1 + w_3)$ не можетъ быть сдѣлано менѣе чѣмъ w и въ w производится количество теплоты Q, а въ w_2 количество теплоты Q_2, то имѣемъ:

по положенію 7) (ур. 3): $\frac{Q}{Q_2} = \frac{w}{w_2}$; (Джауль) $Q + Q_2 = \frac{E^2}{w + w_2}$

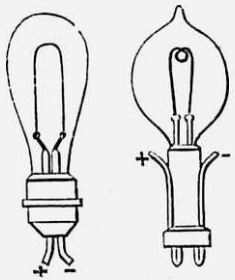
отсюда слѣдуетъ: $Q_2 = \frac{w_2}{w + w_2} \cdot E^2$. Если выбрать $w_2 = w \pm \Delta$, то получимъ, выполнивъ дѣленіе, $Q_2 = \frac{E^2}{4w}\left(1 - \frac{\Delta^2}{4w^2}\right)$. Никакое другое значеніе, кромѣ $\Delta = 0$, не можетъ сдѣлать Q_2 болѣе чѣмъ $Q_2 = \frac{E^2}{4w}$.

Поэтому наибольшее развитіе теплоты, а слѣдовательно и наибольшее токонапряженіе (ур. 4), достигается тогда, когда полезное сопротивленіе w_2 сдѣлано по возможности равнымъ неизбѣжному вредному сопротивленію w [сопротивленіе соединительныхъ проводовъ, жидкостей въ батареѣ (внутреннее сопротивленіе батареи)].

Электрическая лампа накаливанія.

§ 64. Если замѣнить часть проводника w_2 (тонкой, короткой) проволокой, теплопроводность и лучеиспусканіе которой незначительны, то она уже при слабомъ токонапряженіи сильно накаливается на счетъ выдѣляемой

Фиг. 60.



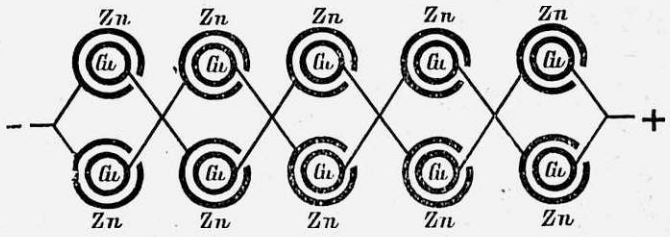
проводникомъ теплоты. Тонкое обугленное конопляное волокно, сопротивленіе котораго велико (100 Е. С.) и которое для защиты отъ сгоранія заключается въ стеклянный шарикъ (фиг. 60), изъ котораго удаленъ воздухъ, при дѣйствіи разности потенціаловъ въ 5 Даніелей даетъ сильный источникъ свѣта. (Лампа накаливанія Эдиссона).

Какъ нужно расположить 10 лампъ накаливанія (каждая въ 100 Е. С.), чтобы батарея въ 10 элементовъ Даніеля (каждый въ 1 Е. С. внутренняго сопротивленія) была достаточна для успѣшнаго ихъ дѣйствія? Введемъ лампы параллельно ($w_2=\frac{1}{10}\times 100$ Е. С.), элементы послѣдовательно ($w=10\times 1$ Е. С.). Каждая лампа получаетъ тогда разность потенціаловъ въ 5 Даніелей, остальное паденіе потенціала въ 5 Дан. приходится на батарею. Токонапряженіе въ ней: $(0{,}5\ \frac{\text{Дан.}}{\text{Е. С.}})$, въ каждой лампѣ слѣдовательно десятая часть его $(0{,}05\ \frac{\text{Дан.}}{\text{Е. С.}})$. Каждая изъ нихъ производитъ энергію въ $5\ \text{Дан.}\times 0{,}05\ \frac{\text{Дан.}}{\text{Е. С.}} = 25$ граммо-метровъ въ секунду.

Составленіе батареи.

§ 65. Какъ нужно расположить 10 элементовъ Даніеля (каждый 0,5 Е. С. внутренняго сопротивленія), чсобы въ замкнутой цѣпи, сопротивленіе которой 1,3 Е. С., получить по возможности высокое токонапряженіе? Соединимъ ихъ послѣдовательно въ h группъ, изъ которыхъ каждая содержитъ n элементовъ, введенныхъ параллельно (расположеніе n+n+n+... h разъ). Полное сопротивленіе этой батареи равно $\frac{h}{n}\times 0{,}5$ Е. С. Изъ уравненій $\frac{h}{n}\ 0{,}5$ Е. С. $= 1{,}3$ Е. С. и $h.n=10$ (числу элементовъ) получаемъ значеніе $h=5{,}1$ и $n=1{,}9$. Поэтому батарею нужно составить по схемѣ 2+2+2+2+2 (фиг. 61).

Фиг. 61.



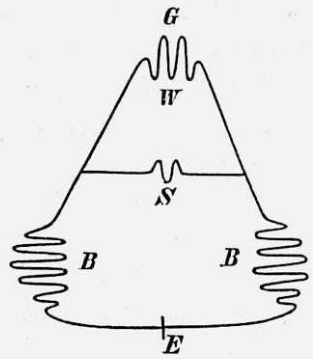
Балластъ и шунтъ.

§ 66. Въ главной цѣпи E (фиг. 62) элемента, электровозбудительная сила котораго есть E, нужно получить токонапряженіе J, въ отвѣтвленіи G (сопротивленія W) токонапряженіе i. Введемъ рядомъ съ E балластное сопротивленіе B и передъ отвѣтвленіемъ G включимъ шунтъ S. Тогда имѣемъ:

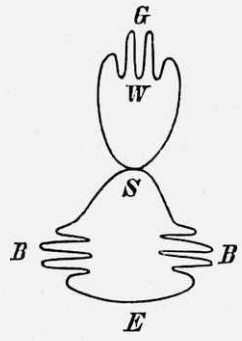
$$J.\ B+iW=E;\ iW-(J-i)\ S=0.$$

отсюда слѣдуетъ: $S=\frac{i}{J-i}W$; $B=\frac{E-iW}{J}$

Фиг. 62.



Фиг. 63.

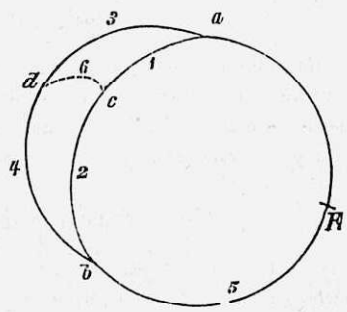


Чѣмъ менѣе сдѣлаемъ S, тѣмъ слабѣе становится токонапряженіе i въ G; оно исчезаетъ однако только для случая S=0 (фиг. 63).

Вѣтвленіе проводника и мостъ.

§ 67. Но и въ системѣ проводниковъ, всѣ вѣтви которой имѣютъ конечныя сопротивленія, можно получить вѣтвь, которая не будетъ находиться въ токосостояніи, т. е. безъ разности потенціаловъ на концахъ. Стоитъ только концы ея приложить къ такимъ двумъ различнымъ точкамъ цѣпи, потенціалы которыхъ равны. Мѣста съ такими точками легко получить при помощи развѣтвленія проводника (фиг. 64).

Фиг. 64.



Концы c и d моста 6 имѣютъ одинаковые потенціалы, значеніе которыхъ заключается между значеніями

потенціаловъ точекъ развѣтвленія a и b, если только сопротивленіе 1 такъ относится къ сопротивленію 2, какъ сопротивленіе 3—къ сопротивленію 4 (на основаніи закона Ома).

Вывести это можно также при помощи 1-го закона Кирхгофа для точекъ развѣтвленія c и d и втораго закона для контуровъ 1,3,6 и 2,4,6.

Телеграфная встрѣчная передача.

Въ послѣднее время воспользовались такимъ расположеніемъ для телеграфной встрѣчной передачи. Токосостояніе, которое возбуждается въ проводникѣ передающимъ аппаратомъ станціи I, передается и пріемному аппарату станціи II. Но на пріемный аппаратъ станціи I токосостояніе не распространяется, хотя аппаратъ этотъ соединенъ системою проволокъ съ линіей и можетъ быть вызванъ передающимъ аппаратомъ станціи II. Такимъ образомъ по одной и той же телеграфной проволокѣ могутъ быть передаваемы одновременно двѣ депеши въ противоположныхъ направленіяхъ, не мѣшая другъ другу.

Мостъ Уитстона.

§ 68. Схема фигуры 64-й была придумана Уитстономъ (1851 г.) съ цѣлью дать удобный способъ сравненія сопротивленій. Вѣтвь 1,2 представляетъ собою натянутую платиновую проволоку, имѣющую по всей длинѣ одинаковый діаметръ и вдоль которой расположена шкала съ дѣленіями. Точка развѣтвленія c есть подвижной контактъ. Поэтому сопротивленія w_1 и w_2 относятся такъ, какъ легко отсчитываемыя длины ac: bc. Затѣмъ 3 представляетъ собою извѣстное, 4—измѣряемое сопротивленіе. Передвигаютъ подвижной контактъ c до тѣхъ поръ, пока въ мостовой вѣтви 6 не прекратится токостояніе. Тогда $w_4 = \frac{bc}{ac} w_3$.

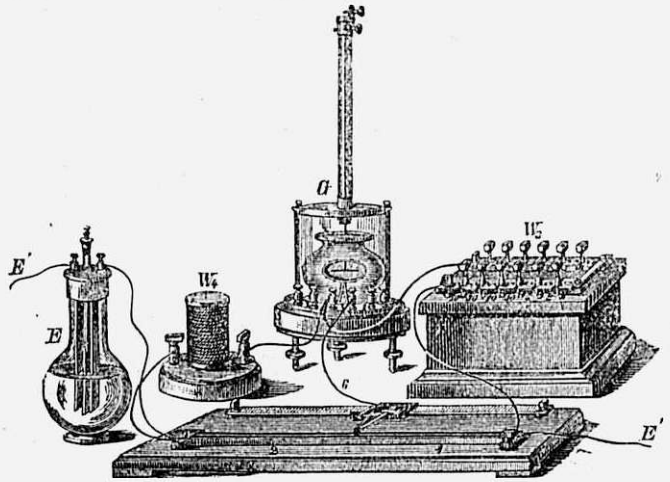
Нейзильберный эталонъ.

По этому способу легко сравнить два сопротивленія w_3 и w_4, скопировать данное сопротивленіе и приготовить точную единицу Сименса изъ проволоки какого угодно металла, лучше всего изъ нейзильбера (сплавы не слѣдуютъ закону Клаузіуса и съ измѣненіемъ температуры чрезвычайно мало измѣняютъ сопротивленіе).

Измѣреніе сопротивленій.

Фиг. 65 представляетъ внѣшній видъ и соединеніе приборовъ при подобныхъ измѣреніяхъ сопротивленій. 1,2 изображаетъ платиновую проволоку со скалою (мостъ Уитстона),

Фиг. 65.



W_3 есть ящикъ сопротивленій, съ которыми сравниваютъ измѣряемыя сопротивленія (штепсельный реостатъ Сименса), W_4 есть измѣряемое сопротивленіе, E элементъ въ вѣтви 5 (фиг. 64), наконецъ G гальванометръ въ вѣтви 6, показывающій прекращеніе токосостоянія моста 6. Для обнаруженія того, что проводникъ находится въ токосостояніи, выгоднѣе воспользоваться магнитными свойствами такого проводника, чѣмъ тепловыми; поэтому то и слѣдуетъ употребить вмѣсто калориметра гальванометръ (§ 142) или телефонъ (§ 186).

Предлагается внимательно разсмотрѣть на подобной установкѣ приборовъ, какъ приводятся въ электрическое соединеніе различныя части цѣпи и какъ онѣ изолируются снаружи: проволоки—изолирующей оболочкой, точки развѣтвленія деревомъ или роговымъ каучукомъ, мѣста спаекъ, ртутные контакты, зажимы, подвижной контактъ, штепселя въ ящикѣ Сименса и какъ изолируется въ немъ проволока, а также способъ двойной намотки ея на катушки.

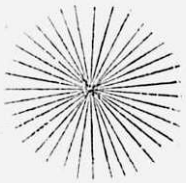
Распредѣленіе токосостоянія въ проводникахъ о трехъ измѣреніяхъ. Первый законъ Кирхгофа.

§ 69. Выведенные до сихъ поръ законы относятся къ распредѣленію токосостоянія (или паденія потенціала) въ линейныхъ проводникахъ (проволокообразныхъ), однако съ ихъ помощію можно отгадать законы распредѣленія потенціала въ проводникахъ о трехъ измѣреніяхъ, находящихся въ установившемся токосостояніи.

Если въ точкѣ развѣтвленія сходится произвольное число линейныхъ проводниковъ (фиг. 66), то по первому закону Кирхгофа алгебраическая сумма стекающихся въ этой точкѣ паденій потенціала равна нулю.

Тотъ же законъ примѣнимъ ко всякой точкѣ внутри массивнаго

Фиг. 66.



проводника, при чемъ слѣдуетъ представить себѣ, что проволоки въ пучкѣ (фиг. 66) распредѣлены густо и равномѣрно, а потенціалы вокругъ разсматриваемой точки непрерывно переходятъ другъ въ друга.

Этотъ законъ справедливъ также для каждой точки свободнаго электрическаго поля, удаленнаго отъ центровъ притяженій, а именно, если бы средняя величина стекающихся въ этой точкѣ паденій потенціаловъ не равнялась нулю, то точка, противно предположенію, была бы центромъ притяженія.

Составляющія токонапряженій.

Приведенный законъ даетъ возможность опредѣлить распредѣленіе потенціаловъ внутри проводника, находящагося въ установившемся токосостояніи, если только извѣстно распредѣленіе потенціаловъ на поверхности этого проводника. Установившіеся потенціалы внутри такого проводника распредѣляются точно также, какъ и статическіе потенціалы внутри непроводника одинаковой формы и одинаковаго распредѣленія потенціаловъ на поверхности. Составляющія плотности токонапряженія (§ 60) имѣютъ тогда вездѣ одно и то же значеніе, какъ и составляющія паденія потенціала G (электрическаго дѣйствія на разстояніе) въ непроводникѣ и по принципу параллелограма слагаются въ полныя плотности токонапряженія.

Линіи токонапряженій.

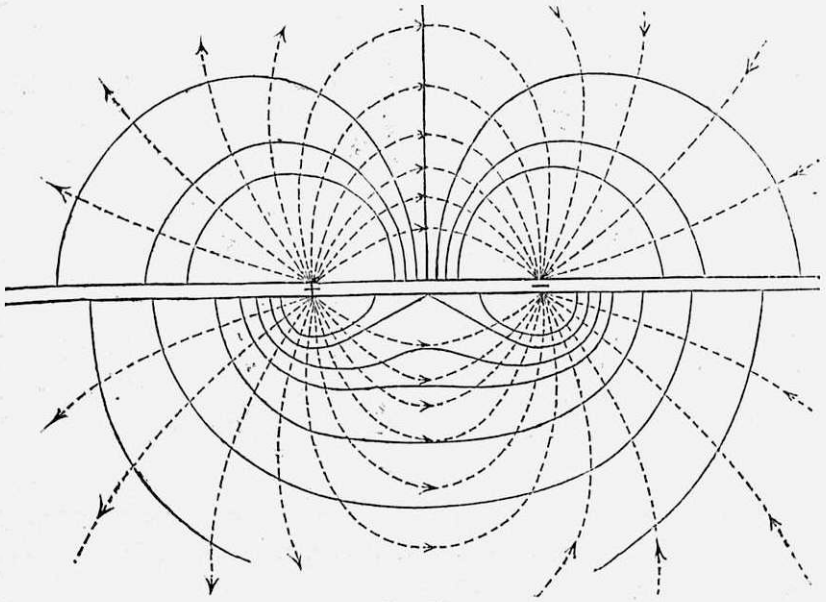
Направленія этихъ полныхъ плотностей вездѣ указываются линіями токонапряженій, соотвѣтствующими электростатическимъ линіямъ силъ (§ 15). Линіи токонапряженій пересѣкаютъ поверхности равныхъ потенціаловъ (поверхности уровня) нормально.

Поверхности равной плотности токонапряженія.

§. 70. Поверхности равнаго паденія потенціала въ электростатическомъ распредѣленіи потенціала не имѣютъ практическаго интереса. Но нельзя сказать того же о соотвѣтствующихъ поверхностяхъ равной плотности токонапряженія въ проводникѣ. Плотность токонапряженія (паденіе потенціала) опредѣляетъ количество теплоты, выдѣлаемой единицею объема проводника (§ 52 урав. 1 а); поверхности одинаковой плотности токонапряженія суть такимъ образомъ поверхности одинаковаго выдѣленія теплоты, вообще одинаковаго проявленія токосостоянія.

Фиг. 67 представляетъ (сплошныя) линіи уровня потенціала въ тонкой металлической пластинкѣ (вѣрнѣе въ компактной металлической массѣ), находящейся въ установившемся

Фиг. 67.



Фиг. 68.

токосостояніи и къ которой подходятъ линейные проводники у точекъ + и —. Пунктирныя линіи фигуръ 67 и 68 представляютъ линіи токонапряженій, сплошныя лемнискаты фигуры 68 представляютъ линіи равной плотности токонапряженія, а слѣдовательно и равнаго выдѣленія теплоты. По Маху эти линіи можно сдѣлать непосредственно видимыми, покрывъ пластинку тонкимъ слоемъ воска и наблюдая плавленіе послѣдняго.

Распредѣленіе потенціала на поверхности.

§ 71. Распредѣленіе потенціала на поверхности проводника опредѣляется изъ условія, что составляющая токонапряженія по нормали должна равняться нулю. Это легко понять, если представить себѣ, что половина пучка фиг. 66 обладаетъ дурной проводимостью. Поэтому поверхности уровня должны пересѣкать поверхность тѣла нормально, а линіи токонапряженій, встрѣчающія послѣднюю, не должны сходить съ нея. Поверхность проводника покрыта такимъ образомъ снопомъ линій токонапряженій, идущихъ другъ подлѣ друга.

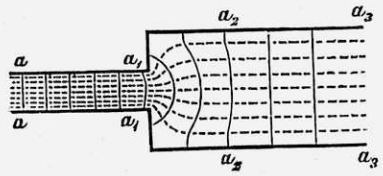
Трубки токонапряженій.

Законъ Ома относится къ каждой трубкѣ токонапряженія, т. е. къ каждому продольному волокну проводника, окруженному линіями токонапряженій.

Сопротивленіе расширенія.

Законы, выведенные въ § 55 и слѣдующихъ для линейныхъ проводниковъ, справедливы и для проволокообразныхъ проводниковъ большаго поперечнаго сѣченія, если только въ нихъ трубки токонапряженія (пунктирныя на фиг. 69) параллельны продольной оси проводника, а поверхности уровня (сплошныя на фиг. 69) перпендикулярны къ ней. Это справедливо для большей части длины такой проволоки, за исключеніемъ мѣстъ въ родѣ $a_1\ a_2$ (фиг. 69),

Фиг. 69.



въ которыхъ она мѣняетъ поперечное сѣченіе. Сопротивленіе этой части проводника (сопротивленіе расширенія) нѣсколько больше вычисленнаго по ур. 2) и § 62.

6. Сравненіе работы, производимой въ проводникѣ, находящемся въ токосостояніи, съ электростатической работой.

Разрядъ лейденской банки при помощи токопроцесса.

§ 72. Лейденская банка, разряжаясь черезъ замыкающій проводникъ, производитъ количество теплоты, пропорціональное квадрату ея *первоначальной* разности потенціаловъ (Риссъ 1835 г.). Такъ какъ этотъ разрядъ есть ни что иное, какъ токопроцессъ въ замыкающемъ проводникѣ, то по Джаулю нужно ожидать, что количество теплоты, развиваемое въ единицу времени, въ каждый данный моментъ пропорціонально *наличной* разности потенціаловъ. Оба закона согласуются только тогда, когда время, въ теченіи котораго разряжается банка, не зависитъ отъ величины заряда. Послѣднее дѣйствительно подтверждается опытами Феддерсена и объяснено Кирхгофомъ (срав. § 172).

Разрядъ лейденской банки движеніемъ.

§ 73. Лейденская банка можетъ быть разряжена еще и иначе, чѣмъ при помощи токопроцесса въ замыкающемъ проводникѣ. Представимъ себѣ, что металлическая частица, находящаяся на поверхности одной изъ обкладокъ, сдѣлалась свободною. Она будетъ оттолкнута въ такомъ случаѣ, перенесена къ другой обкладкѣ и пусть она пристанетъ къ послѣдней *не разряжаясь*. Пусть вслѣдствіе тренія она превратитъ на этомъ пути всю свою скорость въ теплоту. Повторяя это явленіе, можно вполнѣ смѣшать противоположные заряды обѣихъ обкладокъ. Въ этомъ случаѣ банка превратитъ весь свой электрическій запасъ работы сначала въ энергію движенія, потомъ въ теплоту, причемъ не будетъ имѣть мѣста никакой токопроцессъ.

Замѣна обоихъ процессовъ разряженія лейденской банки другъ другомъ.

§ 74. Этотъ процессъ переноса представляетъ нѣчто другое, чѣмъ токопроцессъ въ замыкающемъ проводникѣ (§ 72). Однако же *начальное* и *конечное* состояніе банки въ обоихъ случаяхъ одно и то-же. Если дѣло идетъ только о начальномъ и конечномъ состояніи проводника, то можно токопроцессъ § 72 замѣнить вполнѣ или въ произвольной какъ во времени, такъ и въ пространствѣ части его процессомъ переноса § 73.

Результаты превращенія энергіи въ обоихъ случаяхъ должны происходить по однимъ и тѣмъ же законамъ. Возможность замѣны обоихъ процессовъ позволяетъ такимъ образомъ свести законы токопроцесса, (§ 50 и слѣд.) къ законамъ электростатическаго производства работы.

Электрическій токъ.

§ 75. Замѣнимъ замыкающій проводникъ, находящійся въ токосостояніи, струей заряженной металлической пыли, которая перебрасывается съ одной обкладки на другую, развивая треніе и теплоту. Такая струя, которую хотя и нельзя воспроизвести, но можно себѣ представить, будетъ называться въ слѣдующихъ параграфахъ *электрическимъ токомъ*.

Направленіе тока.

Если представимъ себѣ, что вся металлическая пыль отдѣлилась отъ положительной обкладки и движется къ отрицательной, то получимъ такъ называемый положительный токъ. Такое же дѣйствіе имѣлъ бы отрицательный токъ противоположнаго направленія. Обыкновенно предполагаютъ оба направленія тока существующими заразъ и одинаковой силы.

Законъ Рисса.

§ 76 Работа W, которую можетъ произвести часть металлической пыли, заряженная количествомъ Q, при переходѣ отъ одной обкладки на другую, равна (по опредѣленію разности потенціаловъ обкладокъ § 15)

$$W=Q.\ E\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ 8).$$

Такъ какъ полный зарядъ Q банки самъ пропорціоналенъ разности потенціаловъ, то при этомъ процессѣ переноса, а стало быть и при дѣйствительномъ токопроцессѣ банка произведетъ количество теплоты W, которое будетъ пропорціонально квадрату разности потенціаловъ обкладокъ банки. Это и есть законъ Рисса (§ 72).

Установившійся токъ.

§ 77. Каковъ долженъ быть *электрическій токъ*, чтобы онъ производилъ такое же количество теплоты, какъ и проводникъ, находящійся въ установившемся токосостояніи? По ур. 5) количество теплоты, развиваемой проводникомъ въ секунду, равно

$$W=J.\ E\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ 5).$$

E—есть разность потенціаловъ на концахъ разсматриваемаго проводника.

Количество электричества Q, какое переноситъ *электрическій токъ* въ секунду съ одной концевой поверхности къ другой, по ур. 5 и 8 должно быть сдѣлано равнымъ *токонапряженію* въ этомъ проводникѣ.

Получаемыя такимъ образомъ количества электричества выражаются чрезвычайно большими числами. Токонапряженіе, получаемое отъ одного элемента Даніеля въ 1 E. C. сопротивленія, выражается въ абсолютныхъ единицахъ (§ 58) громаднымъ числомъ: $3.\ 10^9$ (сн. $^{\frac{3}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-2}$). Такой же громадный зарядъ долженъ пройти черезъ соединительную проволоку въ видѣ электрическаго тока въ одну секунду, чтобы при очень незначительной разности потенціаловъ въ 1 Даніэль = 0,003 (сн. $^{\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$) быть въ состояніи произвести электростатическую работу, соотвѣтствующую работѣ токосостоянія (0,1 килогр.-метра въ секунду). Количество электричества, какое получится въ этомъ случаѣ въ пятнадцать секундъ, было бы въ состояніи зарядить до 1 Даніэля шаръ радіуса равнаго радіусу земной орбиты вокругъ солнца.

Законъ Кирхгофа.

§ 78. Простое соотношеніе между *количествомъ заряда* Q, которое несетъ токъ и *токонапряженіемъ* J, даетъ закону Кирхгофа, а стало быть и

закону Ома непосредственную наглядность. Въ мѣстѣ развѣтвленія *a* (фиг. 56) установившагося тока притекающія и утекающія количества электричества въ секунду должны имѣть одинаковыя значенія. Въ противномъ случаѣ накопляющійся зарадъ въ точкѣ развѣтвленія, а слѣдовательно и потенціалъ этой точки долженъ постоянно мѣняться, что противорѣчитъ предположенію объ установившемся состояніи. Алгебраическая сумма стекающихся зарядовъ, а слѣдовательно и сходящихся здѣсь токонапряженій должна поэтому равняться нулю (Кирхгофъ). Въ проводникѣ, не имѣющемъ отвѣтвленій, заряды, протекающіе черезъ различныя поперечныя сѣченія въ секунду, а слѣдовательно и токонапряженія въ различныхъ мѣстахъ проводника должны имѣть одинаковыя значенія (Омъ).

Установившееся движеніе.

§ 79. Подъ дѣйствіемъ постоянной силы и въ средѣ большаго сопротивленія тѣло движется ускоренно (напримѣръ поднимающійся пузырекъ углекислоты въ стаканѣ пива) пока сопротивленіе движенію съ возрастаніемъ скорости не увеличится на столько, что уравновѣшиваетъ силу, производящую ускореніе. Начиная съ этого момента, тѣло движется съ установившеюся неизмѣнною скоростью. Скорость эта пропорціональна ускоряющей силѣ и зависитъ отъ природы среды. При дальнѣйшемъ ходѣ движенія вся работа ускоряющей силы тотчасъ же превращается въ теплоту.

Сопротивленіе.

Поэтому заряженныя металлическія частицы электрическаго тока принимаютъ установившуюся скорость $v=k.\ E.\ l^{-1}$, гдѣ k^{-l} зависитъ отъ природы среды (ея *удѣльное сопротивленіе*), а $E.\ l^{-1}$ паденіе потенціала есть ускоряющая сила, подъ дѣйствіемъ которой находятся частицы, если предположить, что каждая изъ нихъ имѣетъ зарядъ =1.

Зарядъ, протекающій въ секунду черезъ поперечное сѣченіе (токонапряженіе J), пропорціоналенъ тогда величинѣ q этого сѣченія, скорости частицъ v и числу ихъ n въ единицѣ объема.

$$J=q.\ v.\ n.$$

Если мы примемъ n постояннымъ, т. е. если мы будемъ примѣнять лишь токи, отличающіеся только *скоростью движенія* ихъ заряженныхъ частицъ, тогда получимъ:

$$J=k\ \frac{q}{l}\ E.$$

Формула эта выражаетъ собою законъ Ома въ подробномъ видѣ.

§ 80. И такъ этимъ доказано, что возможно воспроизвести дѣйствительный токопроцессъ такимъ процессомъ переноса. Нѣкоторыя произвольныя предположенія, которыя были допущены при выводѣ въ § 79, дѣ-

лаютъ возможными дальнѣйшія надлежащія измѣненія и вмѣстѣ съ тѣмъ дальнѣйшее соотвѣтствіе обоихъ процессовъ.

Питали даже надежду, что при помощи движущихся заряженныхъ металлическихъ тѣлецъ легко будетъ воспроизвести всѣ дѣйствія проводника, находящагося въ токосостояніи и утверждали, что будто бы наблюдали, какъ быстро кружащійся заряженный шаръ производитъ всѣ магнитныя дѣйствія кругового проводника, находящагося въ означенномъ состояніи (Раулендъ, 1875 г.)

7. Обратимость явленій электризаціи.

Обратимость явленій природы.

§ 81. Простыя физическія явленія во многихъ случаяхъ обратимы. Если явленіе +A влечетъ за собою явленіе +B, то очень часто и наоборотъ явленіемъ —B вызывается явленіе —A.

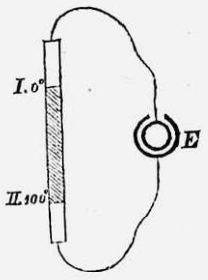
Притокъ теплоты (+A) расширяетъ газъ (+B); сжатіе газа (—B) вызываетъ выдѣленіе теплоты (—A). Падающій грузъ (+A) растягиваетъ пружину (+B), сжимающаяся пружина (—B) поднимаетъ грузъ (—A). Паръ натрія превращаетъ теплоту (+A) въ лучистый желтый свѣтъ (+B), падающій желтый свѣтъ (—B) поглощается и выдѣляетъ теплоту (—A).

Явленія электризаціи оказались тоже обратимыми.

Опытъ Пельтье.

§ 82. Когда термоэлементъ фиг. 70 приводитъ замыкающій его проводникъ въ токосостояніе, то въ мѣстахъ спая элемента I и II происходитъ эквивалентное превращеніе теплоты, вслѣдствіе чего уравниваніе температуръ спаевъ происходитъ быстрѣе, чѣмъ это могло бы быть вслѣдствіе одной только теплопроводности. Если ввести въ цѣпь (вольта- или термо-) элементъ E равной, но противоположной электровозбудительной силы, то токо-процессъ исчезаетъ, и уравниваніе температуръ спаевъ происходитъ исключительно вслѣдствіе теплопроводности. Если введенный по противоположному направленію элементъ E имѣетъ большую электровозбудительную силу, то онъ замедляетъ теченіе теплоты въ термоэлементѣ и можетъ сдѣлать это теченіе даже обратнымъ, такъ что разность температуръ спаевъ будетъ постоянно возрастать (Пельтье 1834 г.).

Фиг. 70.



Электрическая деформація.

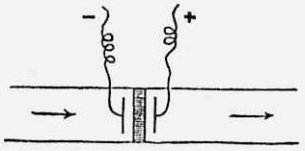
§ 83. Многіе кристаллы при измѣненіи формы вслѣдствіе растяженія и сжатія заряжаются по направленію пьезоэлектрическихъ осей. Если же зарядить ихъ такимъ же образомъ искусственно, то они претерпѣваютъ измѣненіе формы, въ противоположномъ направленіи, притомъ гораздо большее, чѣмъ это можно было бы приписать дѣйствію на растояніе силъ, обусловленныхъ зарядомъ.

И некристаллическіе непроводники при сильномъ заряженіи ихъ поверхности замѣтно измѣняютъ свою форму (Квинке, электр. растяженіе).

Токи сквозь діафрагму. Переносъ массъ вдоль проводника.

§ 84. Если пропускать воду черезъ стеклянную трубку, то мѣста, находящіяся при различномъ гидродинамическомъ давленіи, окажутся при замѣтной разности потенціаловъ. Въ проволокѣ фиг. 71, концы которой погружаются по обѣимъ сторонамъ пористой перегородки въ воду, движущуюся по направленію стрѣлокъ, оказывается (очень слабый) токъ, положительное направленіе котораго въ перегородкѣ совпадаетъ съ направленіемъ движенія воды.

Фиг. 71.



Если наполнить трубку водой, неподверженной никакому давленію и ввести въ цѣпь батарею, то вода начинаетъ диффундировать черезъ перегородку по положительному направленію тока (Г. Видеманъ). Опытъ удается и безъ перегородки.

Несравненно обильнѣе происходитъ переносъ массъ внутри свѣтовой дуги. Положительный полюсъ ея быстро уменьшается въ вѣсѣ во время разряда и образуетъ кратерообразную выемку. Отрицательный электродъ нерѣдко увеличивается въ вѣсѣ и на немъ появляются вновь образовавшіеся и крѣпко сидящіе угольные наросты (фиг. 50). И такъ происходитъ дѣятельный переносъ угольной пыли, паровъ угля или углекислоты по положительному направленію тока.

Электролизъ.

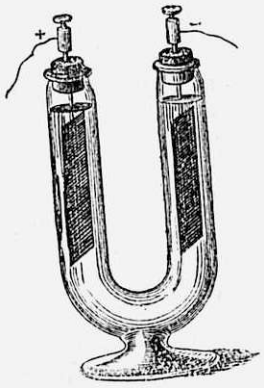
§ 85. Происходящія въ элементѣ явленія химическихъ *соединеній* вызываютъ въ замыкающемъ проводникѣ токо-состояніе и наоборотъ: введенная въ цѣпь проводящая жидкость *разлагается* медленно въ теченіи всего времени пока она находится въ токо-состояніи (Карлейль 1800 г.). Разложившіяся массы расходятся по противоположнымъ направленіямъ, а именно металлическій (основной) продуктъ разложенія по положительному направленію тока, неметаллическій (кислотный) по отрицательному направленію, такъ что поверхности электродовъ покрываются постепенно утолщающимся слоемъ продуктовъ разложенія (электролизъ).

Явленіе въ обыкновенномъ элементѣ не представляетъ собою въ точности обратнаго процесса электролизу, но гораздо сложнѣе, вслѣдствіе реакціи химически дѣятельныхъ электродовъ (полюсныхъ пластинокъ) на продукты разложенія жидкости. Однако извѣстны элементы съ химически недѣятельными полюсными пластинками (вторичные элементы § 95).

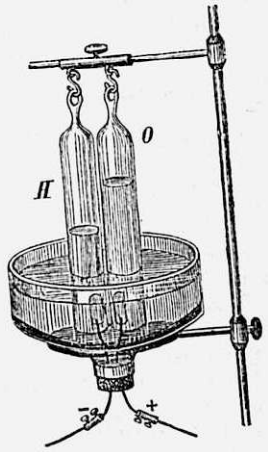
Описаніе электролитическихъ процессовъ.

§ 86. Если погрузить полюсныя пластинки батареи въ сосудъ съ водою, имѣющій лучше всего форму, изображенную на фиг. 72 или 73,

Фиг. 72.



Фиг. 73.



то тотчасъ же появляются продукты разложенія воды въ видѣ пузырьковъ, быстро поднимающихся съ поверхностей электродовъ. На положительномъ электродѣ (анодѣ) выдѣляется чистый кислородъ, на отрицательномъ электродѣ (катодѣ) чистый водородъ. То, что такимъ образомъ становится видимымъ изъ продуктовъ разложенія, есть только накопляющійся избытокъ ихъ. Когда продукты разложенія движутся, какъ составныя части жидкой воды и когда они въ чистомъ состояніи прилипаютъ еще къ поверхностямъ электродовъ въ видѣ тонкихъ слоевъ, они ускользаютъ отъ прямаго наблюденія.

Расплавленная окись калія разлагается при дѣйствіи погруженныхъ электродовъ на металлъ калій (Деви 1808), который выдѣляется въ видѣ блестящихъ шариковъ на катодѣ и кислородъ, выдѣляющійся пузырьками на анодѣ. Расплавленное хлористое олово разлагается на хлоръ (на анодѣ) и олово (на катодѣ).

Электролизъ смѣсей.

Въ смѣсяхъ, состоящихъ изъ нѣсколькихъ жидкостей, при употребленіи слабой батареи разлагается та изъ нихъ, которая и при другихъ

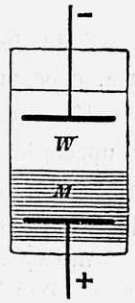
условіяхъ наиболѣе способна къ быстрому разложенію. При употребленіи болѣе сильной батареи въ электролизѣ принимаютъ нѣкоторое участіе и другія примѣшанныя жидкости. Растворъ мѣднаго купороса въ водѣ выдѣляетъ въ видѣ катіона металлическую мѣдь, а въ видѣ аніона остатокъ сѣрной кислоты. Вода разлагается только при очень значительной плотности токонапряженія.

Поверхности раздѣла. Опытъ Фарадея.

§ 87. Выдѣленіе продуктовъ разложенія происходитъ на предѣльныхъ поверхностяхъ разлагаемой жидкости, при чемъ природа примыкающихъ къ жидкости проводниковъ не имѣетъ вліянія. Іоны не оставляютъ поверхностей своего электролита, если даже примыкающіе проводники—жидкости.

Фарадей наливалъ въ стаканъ (фиг. 74) слой воды на растворъ соли магнія. Въ время прохожденія тока кислотный остатокъ соли выдѣляется на анодѣ, лежащемъ на днѣ сосуда, водородъ воды на катодѣ, лежащемъ подъ свободной поверхностью воды. Магній и кислородъ воды появляются на поверхности соприкосновенія обѣихъ жидкостей и соединяются здѣсь въ окись магнія, которая покрываетъ эту поверхность, бывшую до того блестящей, бѣлымъ покровомъ.

Фиг. 74.



Законы Фарадея.

§ 88. Два прибора для разложенія съ одною и тою же электролитическою жидкостью, введенные въ одну и ту же цѣпь, производятъ одинаковыя количества продуктовъ разложенія, все равно какихъ бы размѣровъ ни были электроды и каковы бы ни были количества разлагаемыхъ жидкостей: количество электролита, разлагаемое въ секунду, опредѣляется слѣдовательно только его природой и токо-напряженіемъ (М. Фарадей 1833 г.).

1-ый законъ Фарадея.

§ 89. Электролиты различнаго рода, введенныя въ одну и туже цѣпь, выдѣляютъ количества продуктовъ разложенія, пропорціональныя ихъ химическимъ эквивалентамъ (Фарадей 1834).

Если въ приборѣ для разложенія воды на катодѣ выдѣляется 1 гр. водорода, то на анодѣ развивается одновременно 8 гр. кислорода. Изъ произвольнаго количества расплавленной окиси калія, введенной въ ту же цѣпь выдѣляется въ то же время 40 гр. калія и 8 гр. кислорода. Изъ раствора сѣрнокислой мѣди въ той же цѣпи и въ то же время выдѣляются 32 гр. мѣди и 48 гр. кислотнаго остатка. Такое же количество его (48 гр.) требуется при соединеніи съ 1 гр. водорода въ сѣрную кислоту и съ 40 гр. калія для образованія сѣрнокислаго калія. 32 гр. мѣди требуютъ какъ разъ 8 гр. кислорода при сгораніи въ окись мѣди.

И такъ разнообразнѣйшія составныя части произвольныхъ разлагаемыхъ въ одной и той же цѣпи электролитовъ выдѣляются какъ разъ въ такихъ количественныхъ отношеніяхъ, въ какихъ онѣ могутъ соединяться во всевозможныя извѣстныя намъ химическія соединенія: количества произвольныхъ веществъ, выдѣляемыхъ въ одной и той же цѣпи, относятся какъ химическіе эквиваленты этихъ веществъ.

2-й законъ Фарадея.

§ 90. Количества веществъ, выдѣляемыя въ секунду изъ электролита, пропорціональны токо-напряженію (Фарадей 1833 г.).

При токонапряженіи въ 1 Даніэль на 1 Е. С. выдѣляется въ секунду въ приборѣ для разложенія воды (вольтаметръ фиг. 73) $0{\cdot}_{4}1$ гр. водорода и $0{\cdot}_{4}8$ гр. кислорода, слѣдовательно 0·174 сан.^{3} гремучаго газа (Ф. Кольраушъ).

При такомъ же токонапряженіи выдѣляется въ серебряномъ вальтаметрѣ (серебряные электроды въ слабомъ растворѣ азотнокислаго серебра) на катодѣ $0{\cdot}_{4}1\times108=0{\cdot}00108$ граммовъ серебра. 108 есть эквивалентъ серебра.

Сколько мѣди выдѣлится при этомъ токонапряженіи въ мѣдномъ вольтаметрѣ (мѣдные электроды въ растворѣ какой-либо соли мѣди)? Эквивалентъ мѣди есть 33.—Сколько золота (эквивалентъ 70) выдѣлится при токонапряженіи въ 0·5 Даніэля на 1 Е. С. изъ раствора соли золота? Зависитъ-ли это отъ рода соли?— Сколько хлора (эквивалентъ 36) выдѣлится при токонапряженіи въ 5 Даніэлей на 1 Е. С. изъ расплавленнаго хлористаго металла?

Химическая единица токонапряженія.

§ 91. Законы Фарадея даютъ возможность измѣрять токонапряженіе его электролитическими дѣйствіями и приведенные вольтаметры очень пригодны для такихъ измѣреній. Показанія ихъ безъ труда можно перевести на абсолютныя единицы. Токонапряженіе въ 1 Даніэль на 1 Е. С. равно (по § 58) $3.\ 10^9$ $\left(\text{сан.}^{\frac{3}{2}}\ \text{гр.}^{\frac{1}{2}}\ \text{сек.}^{-2}\right)$ въ абсолютныхъ

единицахъ. Слѣдовательно при токонапряженіи въ 1 $\left(\text{сан.}^{\frac{3}{2}}\ \text{гр.}^{\frac{1}{2}}\ \text{сек.}^{-2}\right)$ абсолютныхъ единицъ выдѣляется въ секунду $0{\cdot}174/3{\cdot}10^9$ сант.^{3} гремучаго газа или $0{\cdot}_{12}36$ гр. серебра.

Единица Якоби.

Якоби предложилъ принять за единицу токонапряженія такое, при которомъ выдѣляется въ 1 минуту 1 сант.^{3} гремучаго газа (химическая единица токонапряженія).

Токонапряженіе 1 (въ химич. един.) $= 29\cdot 10^7$ $\left(\text{сан.}^{\frac{3}{2}}\ \text{гр.}^{\frac{1}{2}}\ \text{сек.}^{-2}\right)$ абс. един.

Химическія дѣйствія разряда лейденской банки.

§ 92. Во время разряда лейденской банки токо-состояніе замыкающаго проводника мѣняется весьма быстро. Среднее токонапряженіе этого проводника должно быть равно (по ур. 8 и 5 § 76) частному отъ дѣленія заряда банки на время ея разряженія.

Хотя въ замыкающемъ проводникѣ банки тепловыя дѣйствія и значительны, но химическія дѣйствія чрезвычайно слабы: первое дѣйствіе пропорціонально произведенію изъ средняго токонапряженія на время разряда и на среднюю разность потенціаловъ банки, т. е. пропорціонально произведенію изъ небольшаго заряда на половину начальнаго высокаго потенціала ея; химическія же дѣйствія пропорціональны только небольшому заряду.

Разрядъ батареи въ 500 м. емкостью и при 50 $\left(\text{сан.}^{1/2}\ \text{гр.}^{1/2}\ \text{сек.}^{-1}\right)$ разности потенціаловъ доставляетъ въ видѣ теплоты или въ видѣ другой произвольной формы энергіи 15 миллиграм. калорій; въ вольтаметрѣ онъ выдѣляетъ однако не болѣе $0{\cdot}_{5}15$ сант.^{3} гремучаго газа. Энергія, затрачиваемая при образованіи этого количества гремучаго газа, не доходитъ до 0·003 миллигр. калорій.

Опыты Фарадея.

§ 93. Что химическое дѣйствіе такого разряда дѣйствительно пропорціонально заряду батареи, т. е. произведенію изъ емкости на разность потенціаловъ ея и совершенно не зависитъ отъ тепловаго дѣйствія,

которое производится этимъ же разрядомъ въ произвольныхъ мѣстахъ, въ видѣ одиночныхъ искръ или пучка искръ—это непосредственно доказывается опытами Фарадея съ батереями различной величины, заряженными до различной разности потенціаловъ.

Контръ-электровозбудительная сила электролитовъ.

§ 94. Химическая работа, произведенная въ вольтаметрѣ, а слѣдовательно и количество разложеннаго вещества равно произведенію изъ паденія потенціала въ вольтаметрѣ на зарядъ батареи.

Такъ какъ количество разложеннаго вещества, а слѣдовательно и работа разложенія, по Фаредею, сами по себѣ пропорціональны заряду, то паденіе потенціала въ вольтаметрѣ безконечно-малой длины должно имѣть постоянное опредѣленное значеніе для каждаго электролита. Паденіе это называютъ контръ-электровозбудительною силою вольтаметра.

Паденіе потенціала и контръ-электровозбудительная сила.

Паденіе потенціала въ вольтаметрѣ конечной длины, находящемся въ установившемся токо-состояніи, состоитъ изъ двухъ слагаемыхъ: одно изъ нихъ, зависящее по извѣстнымъ правиламъ отъ формы вольтаметра, представляетъ собою паденіе потенціала, опредѣляемое токо-напряженіемъ и сопротивленіемъ вольтаметра; къ этому присоединяется еще постоянная независящая отъ формы вольтаметра и токо-напряженія потеря потенціала E, — контръ-электровозбудительная сила вольтаметра, одинаково направленная съ токо-напряженіемъ и противоположно направленная съ электровозбудительною силою батареи.

Поляризаціонный токъ и обращеніе электролиза.

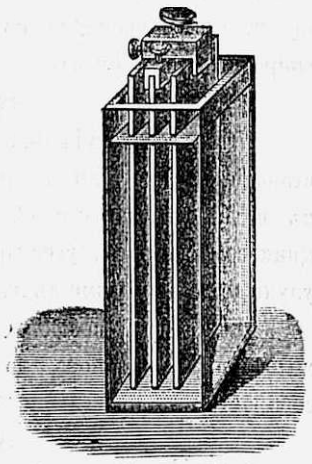
§ 95. Если прервемъ токо-процессъ, то всѣ паденія потенціала исчезнутъ, кромѣ этой контръ-электровозбудительной силы. Она поддерживаетъ и послѣ перерыва токо-процесса электроды постоянно при разности потенціаловъ E. Если выключить батарею изъ цѣпи и соединить электроды вольтаметра непосредственно проволокою, то контръ-электровозбудительная сила E вольтаметра возбудитъ въ проволокѣ токо-процессъ (поляризаціонный токъ), направленіе котораго въ вольтаметрѣ противоположно направленію прежняго токо-процесса (такъ называемый заряжающій токъ).

Энергія поляризаціоннаго тока доставляется стремленіемъ продуктовъ разложенія, накопленныхъ заряжающимъ токомъ на электродахъ вольтаметра, къ соединенію (Фр. Экснеръ). Съ постепеннымъ соединеніемъ вновь этихъ продуктовъ постепенно прекращается и означенное обратное электролизу явленіе (поляризаціонный токъ), а вмѣстѣ съ тѣмъ и электровозбудительная сила вольтаметра.

Аккумуляторы.

Элементы съ химически недѣятельными электродными пластинками, электровозбудительная сила которыхъ доставляется прошедшимъ черезъ нихъ заряжающимъ токомъ, находятъ практическое примѣненіе, въ цѣляхъ накопленія токо-энергіи, подъ именемъ аккумуляторовъ (вторичныхъ элементовъ) фиг. 75. Аккумуляторъ Планте имѣетъ электродами свернутыя свинцовыя пластинки большой поверхности погруженныя въ подкисленную воду.

Фиг. 75.



Законъ Гельмгольца.

§ 96. Можно вычислить контръ-электровозбудительную силу E электролита (Гельмгольцъ). Она равна работѣ разложенія W, произведенной единицею токо-напряженія заряжающаго тока J въ 1 секунду (по урав. 5): $W = E.\ J$). Единицею токо-напряженія (въ абс. един.) разлагается $0{\cdot}_{10}$ 305 мгр. воды. При образованіи 18 мгр. воды развивается 69 граммокалорій $= 10^8.29$ (сант. ^{2} гр. сек. $^{-2}$) теплоты. Для разложенія $0{\cdot}_{10}305$ мгр. воды требуется слѣдовательно 0·0049 (сан. ^{2} гр. сек. $^{-2}$) теплоты. Такой же величины 0·0049 (сант. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) $= 1{\cdot}47$ Даніеля должна быть контръ-электровозбудительная сила водянаго вольтаметра. (сравн. таблицу § 35).

Постоянные элементы.

§ 97. Электролитическое расщепленіе продуктовъ разложенія происходитъ не только въ вольтаметрахъ съ химически-недѣятельными элек-

тродными пластинками, но и во всякомъ элементѣ. Оно возбуждается здѣсь стремленіемъ къ соединенію металла электрода съ продуктами разложенія. Въ элементѣ Сми кислородъ воды соединяется съ цинкомъ, освобождающійся же водородъ выдѣляется однако не на цинкѣ, но на поверхности платиноваго электрода, а слѣдовательно переносится и здѣсь по положительному направленію тока черезъ жидкость.

Стремленіе жидкости воспрепятствовать этому явленію возбуждаетъ, какъ и въ вольтаметрѣ, контръ-электровозбудительную силу, величина которой зависитъ отъ природы жидкости, а не отъ природы полюсныхъ пластинокъ и которая ослабляетъ дѣйствіе элемента. Кромѣ того окись цинка и выдѣляющійся на поверхности платины водородъ увеличиваютъ сопротивленіе элемента.

Подкисленіе воды.

Эти неблагопріятныя обстоятельства можно устранить, удаляя пристающіе къ пластинкамъ продукты разложенія. Для этого прибавляютъ къ водѣ немного сѣрной кислоты. Она растворяетъ окись цинка на цинковомъ полюсѣ, увеличиваетъ быстроту реакціи цинка на воду и улучшаетъ проводимость послѣдней.

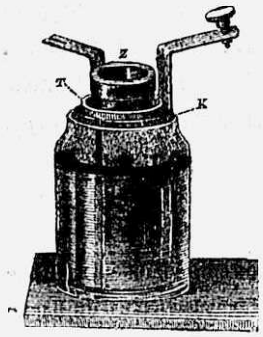
Платиновый полюсъ покрываютъ губчатой платиновой чернью (измельченной платиной), которая отчасти поглащаетъ водородъ, отчасти собираетъ его въ большіе быстро поднимающіеся пузырьки.

Элементъ Даніэля.

§ 98. Даніэль замѣняетъ платиновый полюсъ, погружаемый въ воду, мѣднымъ, погруженнымъ въ растворъ мѣднаго купороса. Такой элементъ (фиг. 76) составляется слѣдовательно по слѣдующей схемѣ:

Цинкъ Z | подкисленная вода | глиняная перегородка T | мѣдный купоросъ | мѣдь K.

Фиг. 76



Съ цѣлью уменьшенія сопротивленія элемента выбираютъ для электродовъ близко отстоящіе другъ отъ друга цилиндры большой поверхности.

На цинковой пластинкѣ элемента Даніэля образуется окись цинка. Кислота воды растворяетъ ее. Въ глиняной перегородкѣ выдѣляется кислотный остатокъ мѣдной соли и водородъ воды, которые соединяются въ сѣрную кислоту. На мѣдномъ полюсѣ выдѣляется только чистая мѣдь; этотъ элементъ доставляетъ поэтому очень постоянныя токонапряженія.

Другіе постоянные элементы имѣютъ то преимущество, что въ нихъ избѣгается электровозбудительная сила разложенія воды, которая противоположна электровобудительной силѣ Zn | 0. На положительной полюсной пластинкѣ находится сильно окисляющее вещество, которое способно отдавать кислородъ, не требуя значительнаго количества тепла, и которое превращаетъ въ воду выдѣленный электролитически водородъ. Эти элементы имѣютъ высокую электровозбудительную силу.

Элементы Бунзена и Грове.

Элементы Бунзена и Грове имѣютъ слѣдующій составъ: амальгамированный цинкъ, подкисленная вода, глиняная перегородка, крѣпкая азотная кислота, уголь или платина. Эти превосходные элементы обладаютъ электровозбудительной силой въ 1·8 Даніэля и внутреннимъ сопротивленіемъ при средней величинѣ въ 0·2 Е. С.

Элементъ Лекланше.

Элементъ Лекланше имѣетъ слѣдующій составъ: альгамированная цинковая палочка, подкисленная вода, влажный порошокъ перекиси марганца и угольный порошокъ, уголь. Электровозбудительная сила этого элемента равняется 1·5 Даніэля, внутреннее сопротивленіе однако обыкновенно доходитъ до 10 Е. С. При большомъ внѣшнемъ сопротивленіи элементъ этотъ можетъ быть примѣненъ съ пользою и удобенъ въ обращеніи съ нимъ.

III. О магнитномъ дѣйствіи на разстояніе.

1. Магнитизмъ стали.

Уголъ склоненія.

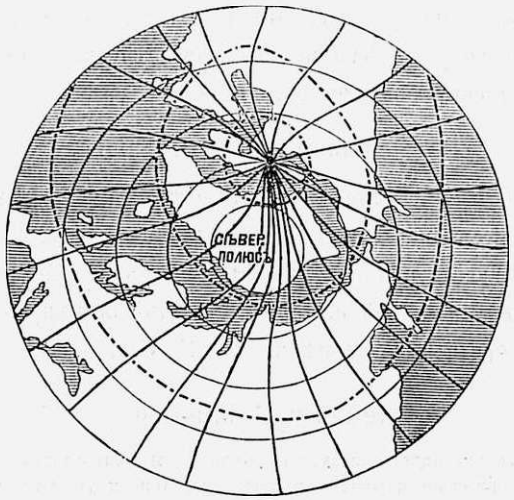
§ 99. Магнитныя стрѣлки указываютъ не точно на астрономическій сѣверъ; въ нашихъ странахъ онѣ отклоняются нѣсколько (15°) къ западу. Направленіе магнитной стрѣлки называется магнитнымъ меридіаномъ даннаго мѣста, а уголъ, который она образуетъ съ астрономическимъ (географическимъ) меридіаномъ, называется угломъ склоненія.

Магнитные меридіаны.

Уголъ склоненія мѣняется съ каждымъ мѣстомъ земной поверхности и уже въ южныхъ широтахъ онъ колеблется въ предѣлахъ между 30° къ

востоку и 30° къ западу отъ географическаго меридіана. Во время своего перваго путешествія Колумбъ не безъ страха замѣтилъ это измѣненіе, опасаясь лишиться возможности руководствоваться стрѣлкою при продолженіи путешествія. На картѣ фиг. 77 показаны направленія маг-

Фиг. 77.



нитныхъ меридіановъ на одномъ полушаріи. Если съ различныхъ точекъ земли идти постоянно по направленію магнитной стрѣлки, то придемъ къ двумъ точкамъ, расположеннымъ одна на 70° сѣвер. широты и 80° вост. долготы и другая 80° южной широты и 20° восточной долготы,—къ сѣверному и южному магнитному полюсу, въ которыхъ пересѣкаются всѣ магнитные меридіаны.

Пара силъ, приложенная къ горизонтальному магниту.

§ 100. Если магнитную стрѣлку, вращающуюся около вертикальной оси, вывести изъ положенія равновѣсія, то она стремится снова занять его. Можно убѣдиться опытомъ, что магнитный стержень, положенный на плавающую пробковую пластинку и, слѣдовательно, совершенно подвижной въ горизонтальной плоскости, тоже *повернется* по направленію меридіана, но не *перемѣстится поступательно* ни въ какомъ направленіи. Движеніе магнита производится поэтому лишь двумя *противоположно-направленными равными* силами—парою силъ.

Направляющій моментъ горизонтальнаго магнита.

Моментъ этихъ силъ довольно значителенъ: хорошій магнитный стержень вѣсомъ въ 1 кил., подпертый въ серединѣ на остріѣ и приведенный въ горизонтальное положеніе, сопротивляется горизонтальному тяженію груза въ 1 гр., приложеннаго на разстояніи 6 сантиметровъ отъ оси вращенія въ случаѣ, если направленіе магнита перпендикулярно къ меридіану; слѣдовательно моментъ магнитной пары въ этомъ положеніи, называющійся *направляющимъ моментомъ* магнита, равенъ 6 (граммовѣсъ, сантим.) или 6000 (сан.^{2} гр. сек.$^{-2}$) въ абсолютной системѣ единицъ.

Законъ синусовъ.

Во всякомъ другомъ положеніи моментъ магнитной пары меньше. Онъ измѣняется пропорціонально синусу угла между магнитомъ и меридіаномъ и совершенно исчезаетъ въ положеніи равновѣсія.

Полюсы магнитнаго стержня.

Магнитная пара составлена поэтому изъ силъ, имѣющихъ постоянную величину, постоянное направленіе и постоянныя *точки приложенія*, такъ называемые полюсы магнита, аналогично напр. тому, какъ сила тяжести, дѣйствующая на маятникъ, постоянна по величинѣ и направленію (вертикальна) и приложена къ центру тяжести маятника.

Качаніе магнитнаго стержня.

§ 101. Движеніе магнитной стрѣлки поэтому совершенно одинаково съ движеніемъ маятника. Если стрѣлку вывести изъ положенія покоя, то она возвращается въ положеніе равновѣсія съ возрастающею скоростію и убывающимъ (какъ синусъ угла отклоненія) ускореніемъ (пропорціональнымъ моменту вращенія), переходитъ магнитный меридіанъ, послѣ чего скорость ея начинаетъ убывать, а обратное ускореніе увеличиваться, наконецъ направленіе движенія перемѣняется и начинается обратное колебаніе.

Время колебанія.

Время одного колебанія T опредѣляется, какъ и при маятникѣ, по уравненію

$$T=\pi\sqrt{\frac{K}{D}}$$ (для небольшихъ отклоненій),

гдѣ K обозначаетъ моментъ инерціи стальнаго стержня, а D направляющій магнитный моментъ его.

Методъ колебаній Гаусса.

Направляющій моментъ магнитнаго стержня можно опредѣлить очень точно, наблюдая время колебанія этого стержня, подвѣсивъ его горизонтально на нити (фиг. 78). (Методъ колебаній Гаусса). Моментъ инерціи стержня долженъ быть опредѣленъ при этомъ по вѣсу и размѣрамъ послѣдняго.

Балистическое качаніе.

Если магнитной стрѣлкѣ сообщить ударомъ количество движенія Ω, то она отклонится на уголъ α, который можно опредѣлить, какъ и въ случаѣ балистическаго маятника, по уравненію:

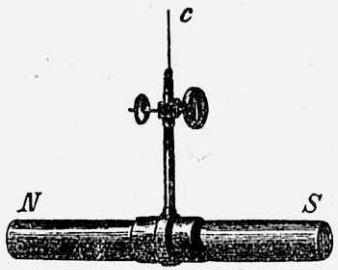
$$\Omega = \frac{\tau}{\pi} D\alpha ,$$

Гдѣ τ обозначаетъ время одного колебанія, D направляющій моментъ для амплитуды $\alpha = 90^0$, какъ въ случаѣ магнитной стрѣлки, такъ и въ случаѣ маятника.

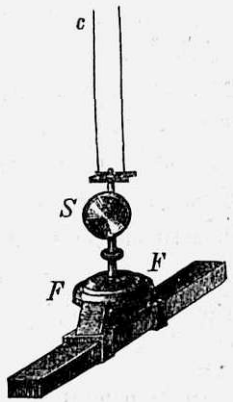
Статическій методъ.

Направляющій моментъ магнита можно опредѣлить также взвѣшиваніемъ: по отклоненію, которое онъ сообщаетъ оправѣ F (фиг. 79), бифилярно подвѣшенной въ плоскости магнитнаго меридіана.

Фиг. 78.



Фиг. 79.



При отклоненіи бифилярно подвѣшеннаго груза вертикальная проекція нитей подвѣса укорачивается; грузъ, вращаясь, поднимается. Онъ

стремится опуститься, развернуться и порождаетъ при этомъ моментъ вращенія, пропорціональный углу отклоненія, точнѣе—пропорціональный синусу этого угла.

Дѣйствіе магнитовъ на разстояніе.

§ 102. Магнитный стержень, помѣщенный вблизи магнитной стрѣлки, дѣйствуетъ на нее такъ, какъ будто разноименные концы (сѣверный и южный) притягивались, а одноименные отталкивались. Взаимодѣйствіе концовъ тѣмъ сильнѣе, чѣмъ они ближе другъ къ другу. Моментъ вращенія взаимодѣйствія бываетъ иногда гораздо болѣе направляющихъ моментовъ магнитовъ и можетъ быть измѣренъ, какъ и послѣдніе, при помощи крутильныхъ двунитныхъ вѣсовъ. Для обыкновенныхъ магнитныхъ стержней законъ взаимодѣйствія далеко не простъ.

Дѣйствіе полюсовъ. Поясъ безразличія.

Если вблизи такого обыкновеннаго магнитнаго стержня перемѣщать маленькую магнитную стрѣлку, то оказывается: середина не обнаруживаетъ никакого дѣйствія, наибольшее же дѣйствіе не на концахъ, а на разстояніи отъ нихъ около $\frac{1}{10}$ длины стержня.

Въ этихъ то именно точкахъ наибольшаго дѣйствія и слѣдуетъ искать точекъ приложенія естественной магнитной пары силъ (полюсы магнита).

Линейные магниты.

§ 103. Чѣмъ тоньше магнитный стержень, тѣмъ ближе къ концамъ лежатъ его полюсы и тѣмъ больше поясъ безразличія. Въ очень тонкихъ, хорошо намагниченныхъ (равномѣрнымъ натираніемъ) стальныхъ проволокахъ (линейные магниты) дѣйствіе исходитъ исключительно изъ концовъ, вся остальная часть не обнаруживаетъ никакого дѣйствія.

Законъ Ампера.

Маленькія *оконечныя площадки*, *оконечныя точки* (*полюсы*) очень длинныхъ линейныхъ магнитовъ сообщаютъ другъ другу *ускоренія обратно пропорціональныя квадрату ихъ разстоянія*. Остальныя части линейнаго магнита, какъ сказано, не обнаруживаютъ никакого дѣйствія. Знакъ ускоренія полюсовъ (притяженіе или отталкиваніе) зависитъ, какъ и въ

случаѣ обыкновенныхъ магнитовъ (§ 102), отъ одно—или разноименности этихъ полюсовъ.

Количество магнитизма.

Взаимодѣйствіе двухъ полюсовъ линейныхъ магнитовъ зависитъ кромѣ того отъ нѣкоторыхъ постоянныхъ величинъ характерныхъ для каждаго магнита, которыя зависятъ отъ силы намагничиванія и пропорціональны естественной направляющей парѣ магнита. Эти постоянныя величины называютъ *количествами магнитизма* полюсовъ. Сила f, съ которою два полюса дѣйствуютъ другъ на друга, опредѣляется поэтому формулою:

$$f = \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

гдѣ m_1 характерная постоянная одного полюса, m_2—другого (количества магнитизма полюсовъ), а r—разстояніе между полюсами. Ускореніе магнита опредѣлится, какъ частное отъ дѣленія магнитной силы f на механическую массу магнита или отъ дѣленія магнитнаго момента вращенія на моментъ инерціи магнита.

Равенство количествъ магнитизма обоихъ полюсовъ одного и того же магнита.

Дѣйствіе южнаго полюса линейнаго магнита, а слѣдовательно и его количество магнитизма равно и прямо противоположно количеству магнитизма сѣвернаго полюса и поэтому должно быть взято съ противоположнымъ знакомъ. Тогда по ур. 1) и § 102 отрицательное значеніе силы соотвѣтствуетъ притяженію (разноименныхъ количествъ), а положительное отталкиванію.

Абсолютная единица количества магнитизма.

По ур. 1) средняя геометрическая количествъ магнитизма двухъ полюсовъ равна 1, если на разстояніи 1 (сант.) полюсы дѣйствуютъ другъ на друга съ силою 1 (сан. гр. сек. $^{-2}$ $=0{\cdot}001$ граммовѣса).

Стальная проволока въ 1 мм.^{2} поперечнаго сѣченія можетъ быть намагничена до того, что концы ея будутъ заключать 8 (сан. $^{3/2}$ гр $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) количества магнитизма. На разстояніи 1 сан. концы такихъ стерженьковъ дѣйствуютъ съ силою 0·064 граммовѣса.

Измѣреніе единицы количества магнитизма.

Вслѣдствіе сходства формулъ Ампера и Кулона (§ 13) измѣреніе единицы количества магнитизма будетъ такое же, какъ и единицы количества электричества (сан. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$).

Магнитное поле и его напряженіе.

§ 104. Равнодѣйствующая сила, приложенная къ полюсу линейнаго магнита, находящагося вблизи другихъ произвольныхъ магнитовъ (въ *магнитномъ полѣ*) по ур. 1) пропорціональна количеству магнитизма, заключающагося въ этомъ полюсѣ. *Сила, дѣйствующая на единицу количества магнитизма въ какой-нибудь точкѣ поля, называется напряженіемъ поля въ этой точкѣ.* Если напряженіе задано по величинѣ и направленію для всѣхъ точекъ магнитнаго поля, то послѣднее этимъ вполнѣ опредѣляется и можно будетъ напередъ указать всѣ движенія, которыя будутъ совершать магнитныя тѣла въ этомъ полѣ.

Магнитная работа.

Работу магнитныхъ силъ и магнитный потенціалъ можно опредѣлить съ помощью тѣхъ же разсужденій, какія приведены были въ §§ 14 и 15 для случая дѣйствія на разстояніе количествъ электричества.

Магнитный потенціалъ.

Магнитный потенціалъ въ какой нибудь точкѣ магнитнаго поля есть, слѣдовательно, та работа, которую нужно затратить чтобы привести единицу положительнаго (сѣвернаго) количества магнитизма изъ безконечности въ эту точку.

Потенціалъ V количествъ магнитизма m_1 m_2 m_3 . . . , въ какой нибудь точкѣ поля *a*, отъ которой они находятся на разстояніяхъ r_1 r_2 r_3 . . . . ., равенъ суммѣ отдѣльныхъ потенціаловъ каждой изъ этихъ массъ въ точкѣ *a*.

$$V = \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \frac{m_3}{r_3} + \ldots\ldots\ldots\ldots = \Sigma \frac{m}{r}$$

Ср. § 15. При этомъ суммированіи нужно принимать во вниманіе всѣ имѣющіяся магнитныя массы, за исключеніемъ тѣхъ, движеніе которыхъ хотятъ опредѣлить.

Магнитныя поверхности уровня и линіи силъ.

§105. Фиг. 67 на стр. 57 представляетъ магнитныя поверхности уровня (поверхности одинаковаго значенія магнитнаго потенціала) вблизи одного линейнаго магнита. При перемѣщеніи количества магнитизма изъ безконечности до какой угодно точки одной и той же поверхности уровня производится всегда одно и тоже количество работы. Слѣдовательно, при перемѣщеніи магнитной массы вдоль поверхности уровня не производится никакой работы: магнитныя силы не даютъ слагающихъ вдоль поверхности уровня,

они вездѣ нормальны къ ней. Пунктирныя кривыя фиг. 67 пересѣкаютъ всѣ поверхности уровня нормально, поэтому вездѣ показываютъ направленіе силы (магнитныя линіи силъ). Вдоль этихъ линій перемѣщается магнитный полюсъ, если его помѣстить въ полѣ линейнаго магнита.

Чѣмъ короче путь, на которомъ можетъ быть произведена нѣкоторая опредѣленная работа вдоль такой линіи силъ, чѣмъ быстрѣе, слѣдовательно, измѣняется потенціалъ вдоль нея, тѣмъ болѣе напряженіе магнитнаго поля въ этомъ мѣстѣ. Сила, дѣйствующая на единицу количества магнитизма вдоль любой линіи, равна паденію потенціала (измѣненію потенціала на единицу длины) вдоль той же линіи.

Равномѣрное магнитное поле.

§ 106. Если во всѣхъ мѣстахъ магнитнаго поля напряженіе имѣетъ одну и туже величину (одна и таже магнитная стрѣлка испытываетъ вездѣ одинаковое дѣйствіе), то поле называется однороднымъ или равномѣрнымъ. Поверхности уровня въ такомъ полѣ представляются параллельными плоскостями, а линіи силъ—перпендикулярными къ нимъ прямыми.

Магнитный моментъ.

§ 107. Движеніе магнита подъ вліяніемъ равномѣрнаго поля бываетъ только вращательнымъ и никогда не бываетъ поступательнымъ. Силы, дѣйствующія въ такомъ полѣ на равныя и противоположныя количества магнитизма (§ 103) концовъ магнита, должны быть равны и противоположно направлены, т. е. должны образовать пару силъ. Моментъ вращенія магнита подъ вліяніемъ поля, напряженіе котораго 1, называется магнитнымъ моментомъ магнита (обозначается буквою M). Въ полѣ, напряженіе котораго H, моментъ вращенія будетъ поэтому MH. На каждый изъ полюсовъ магнита (количество магнитизма которыхъ $+m$) будетъ дѣйствовать въ такомъ полѣ сила $+mH$, слѣдовательно моментъ вращенія будетъ m.H.l. (гдѣ l обозначаетъ длину магнита, точнѣе разстояніе между полюсами). Поэтому имѣемъ $M = ml$. *И такъ магнитный моментъ линейнаго магнита равенъ произведенію изъ его длины на количество магнитизма въ одномъ изъ его полюсовъ.*

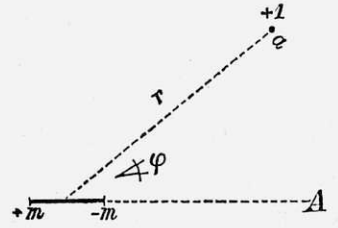
Магнитное поле земли.

Естественные моменты вращенія магнитныхъ стержней въ земномъ полѣ пропорціональны (по § 103) тѣмъ моментамъ вращенія, которые они получаютъ въ искусственномъ равномѣрномъ полѣ. Мы живемъ въ обширномъ равномѣрномъ полѣ, напряженіе котораго по направленію совпадетъ съ направленіемъ магнитныхъ меридіановъ, а по характеру совершенно одинаково съ напряженіемъ, порождаемымъ магнитными стержнями.

Потенціалъ элементарнаго магнита.

§ 108. Опредѣлимъ теперь по закону Ампера ур. 1) дѣйствіе очень короткаго линейнаго магнита (элементарнаго магнита), длина котораго Δ и количество магнитизма на полосѣ m. Потенціалъ такого магнита на $1-y$ количества магнитизма въ произвольной точкѣ a (фиг. 80), равенъ работѣ, которую нужно затратить, чтобы привести это количество изъ ∞ въ точку a, или, что тоже самое, равенъ работѣ, которая пріобрѣтется, если магнитъ Δ подъ дѣйствіемъ неподвижной единицы количества магнитизма въ точкѣ a будетъ оттолкнутъ въ ∞. Эта работа будетъ равна также работѣ, которую нужно затратить чтобы количество магнитизма $+m$ привести въ совпаденіе съ количествомъ магнитизма $-m$ (работая при этомъ только по отношенію къ силѣ взаимодѣйствія между a и $+m$), такъ какъ послѣ этого равныя и противоположныя массы $\pm m$, находясь въ одной точкѣ, не могутъ подвергнуться дѣйствію силы при дальнѣйшемъ ихъ движеніи въ безконечность, т. е. не могутъ доставить работы. Масса $+1$ дѣйствуетъ на $+m$ по направленію A съ силою, которая по Амперу $= \frac{m}{r^2}\cos\varphi$; поэтому работа совмѣщенія полюсовъ на разстояніи $\triangle$ равна $\frac{\Delta m}{r^2}\cos\varphi$. Такую же величину имѣетъ и потенціалъ V элементарнаго магнита, моментъ котораго $\triangle m$, въ произвольной точкѣ a поля, полярныя координаты которой (r, φ):

Фиг. 80.



$$V = \frac{\Delta m}{r^2}\cos\varphi$$

Напряженіе вдоль оси элементарнаго магнита.

Въ двухъ сосѣднихъ точкахъ оси A элементарнаго магнита ($\varphi = o$), разстояніе между которыми δ, а разстояніе до магнита r, потенціалъ имѣетъ значенія:

$$V_1 = \frac{\Delta m}{r^2} \text{ и } V_2 = \frac{\Delta m}{(r+\delta)^2} = \frac{\Delta m}{r^2}\left(1 - \frac{2\delta}{r}\right)$$

Поэтому имѣемъ: $\frac{V_1 - V_2}{\delta} = 2\,\frac{\Delta m}{r^3}$

$\frac{V_1 - V_2}{\delta}$ есть измѣненіе потенціала при измѣненіи разстоянія на δ т. е. паденіе потенціала вдоль оси, а слѣдовательно и напряженіе T вдоль оси.

$$T = 2\,\frac{\Delta\, m}{r^3} \quad \ldots\ldots\ldots 2)$$

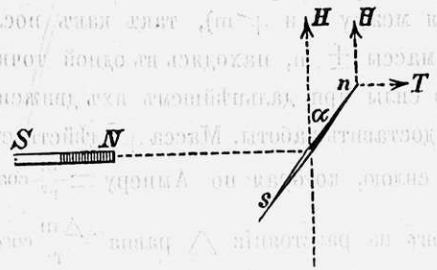
Поэтому дѣйствіе элементарнаго магнита вдоль оси прямо пропорціонально его моменту Δ m и обратно пропорціонально кубу разстоянія r.

Сравненіе напряженія магнитнаго поля земли съ напряженіемъ поля, порожденнаго стальнымъ магнитомъ.

§ 109. Напряженіе въ полѣ конечнаго магнита распредѣляется приблизительно такимъ же образомъ, какъ и въ полѣ элементарнаго магнита; различія замѣтны вообще только на очень близкихъ разстояніяхъ отъ магнита. Напряженіе поля такого магнита мы теперь можемъ прямо сравнить съ напряженіемъ земнаго поля.

Пусть стрѣлка буссоли (ns фиг. 81) откланяется отъ меридіана H на уголъ α подъ дѣйствіемъ магнита NS, находящагося отъ нея на разстояніи r и расположеннаго такъ, что около ns его дѣйствіе перпендикулярно къ меридіану. Пусть H—напряженіе земного поля, T—напряженіе поля, порожденнаго магнитомъ, $\pm$m—количества магнитизма полюсовъ стрѣлки ns, $\pm$ M—тѣ же количества въ магнитѣ NS, l—длина ns, L—длина NS.

Фиг. 81.



Тогда моментъ вращенія отъ дѣйствія земного поля H на ns будетъ $mHl\sin\alpha$, моментъ вращенія отъ дѣйствія магнита LS будетъ $mTl\cos\alpha$.

Для равновѣсія должно быть $mHl\sin\alpha = mTl\cos\alpha$.

$$T = H\operatorname{tg}\alpha \quad \ldots\ldots\ldots 3\,a)$$

По урав. 2) $T = 2\frac{ML}{r^3}$, поэтому $\frac{ML}{H} = \frac{r^3}{2}\operatorname{tg}\alpha$ . . . . . 3)

Если при помощи метода колебаній мы опредѣлимъ естественный направляющій моментъ магнита NS

$$D = MLH \quad \ldots\ldots\ldots 4)$$

то по ур. 3) и 4), изъ которыхъ второе даетъ произведеніе LMH, а первое частное $\frac{ML}{H}$, можно будетъ опредѣлить въ абсолютныхъ единицахъ какъ моментъ ML стержня, такъ и напряженіе земнаго поля H.

Измѣренія эти аналогичны съ измѣреніями электрическихъ зарядовъ въ абсолютныхъ единицахъ: дѣйствіе въ отдѣльности каждаго изъ двухъ различно заряженныхъ проводниковъ на третій проводникъ пропорціонально ихъ зарядамъ; дѣйствіе же другъ на друга пропорціонально произведенію зарядовъ.

Покажемъ на численномъ примѣрѣ примѣненіе изложеннаго въ этомъ параграфѣ способа:

Пусть моментъ инерціи K магнита NS (фиг. 78) равенъ 10^4 (гр. сан. ^{2}) и пусть магнитъ дѣлаетъ 496 колебаній въ часъ, слѣдовательно время одного колебанія его $t = 7{\cdot}255$ (сек.). Тогда по § 101 произведеніе $MLH = D = \pi^2 K t^{-2} = 1860$ (сан.^{2} гр. сек.$^{-2}$).

Расположимъ этотъ магнитъ въ плоскости меридіана на разстояніи $r = 126$ сан. отъ магнитной стрѣлки и наклонимъ его относительно стрѣлки такъ, чтобы его дѣйствіе на нее было перпендикулярно къ дѣйствію земного магнитизма. Стрѣлка отклонится на уголъ $\alpha = 2°45'$. На шкалѣ, помѣщенной на разстояніи 300 сант., это дастъ отклоненіе въ 28·86 сант. Поэтому частное $\frac{ML}{H} = \frac{1}{2}\, r^3 \operatorname{tg}\alpha = 48100$ (сан^3). Моментъ стержня ML будетъ слѣдовательно $ML = \sqrt{1860.48100} = 9450$ (сан.$^{\frac{5}{2}}$ гр.$^{\frac{1}{2}}$ сек.$^{-1}$).

Горизонтальная слагающая земнаго напряженія.

§ 110. Вмѣстѣ съ этимъ опредѣляется и напряженіе H горизонтально дѣйствующей силы земнаго магнитизма.

$$H = \sqrt{\frac{1860}{48100}} = 0{\cdot}1965 \text{ (сан.}^{-\frac{1}{2}} \text{ гр.}^{\frac{1}{2}} \text{ сек.}^{-1}\text{)}.$$

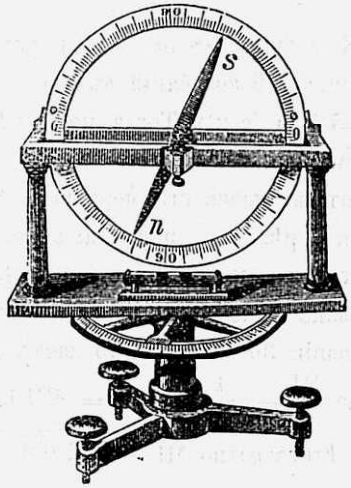
Полная земная магнитная сила и уголъ наклоненія.

Но это не представляетъ собою полной земной магнитной силы. Мы работали до сихъ поръ только съ горизонтально калеблющимися стрѣлками. Если предоставить магниту полную свободу движенія, подвѣсивъ его за центръ тяжести, то сѣверный конецъ его сильно наклоняется книзу.

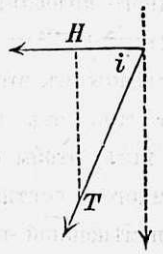
Въ этомъ положеніи онъ показываетъ направленіе полной магнитной силы земли (направленіе наклоненія). Уголъ этого направленія съ горизонтальной плоскостью (уголъ наклоненія) составляетъ въ нашихъ широтахъ около 65°. И такъ магнитныя линіи силъ земли идутъ въ наблюдаемомъ нами пространствѣ по направленію дождевыхъ капель, которое эти послѣднія приняли бы отъ дѣйствія слабаго южнаго вѣтра, отклоняющаго ихъ отъ вертикали на 35° къ сѣверу.

На фиг. 82 изображенъ приборъ, служащій для измѣренія угловъ на-

Фиг. 82.



Фиг. 83.



клоненія. Вертикальный кругъ съ дѣленіями долженъ быть установленъ въ плоскости магнитнаго меридіана.

Полное напряженіе магнитнаго поля земли.

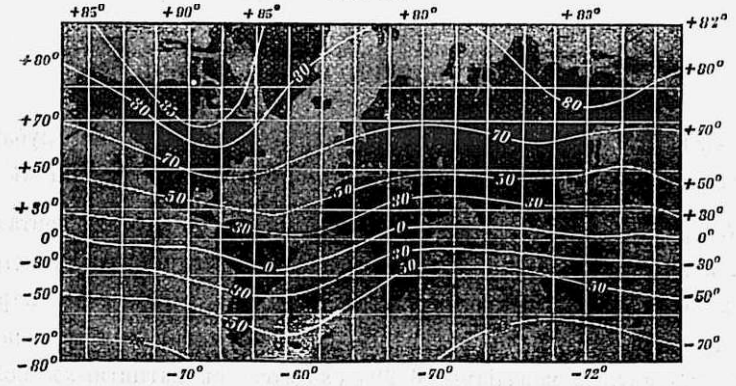
По горизонтальной слагающей $H = 0 \cdot 2$ (сан. $^{\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$) и углу наклоненія $i = 65°$ опредѣляется полное напряженіе T магнитной силы земли $T = H \sec i$ (ср. фиг. 83):

$$T = 0 \cdot 47 \text{ (сан. } ^{-\frac{1}{2}} \text{ гр. } ^{\frac{1}{2}} \text{ сек. } ^{-1}\text{)}.$$

Карта угловъ наклоненія.

По картамъ фиг. 84 и фиг. 85 можно видѣть, какъ значительно мѣняется уголъ наклоненія и полное напряженіе вдоль земной по-

Фиг. 84.



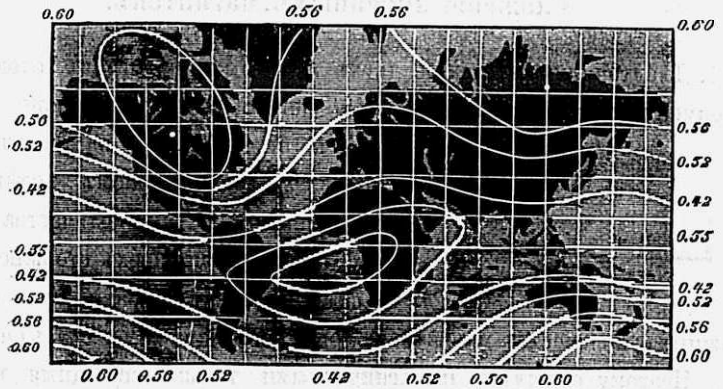
Линіи равныхъ угловъ наклоненій (въ градусахъ).

верхности. Въ магнитныхъ полюсахъ земли (§ 99) уголъ наклоненія равенъ + 90°. Стрѣлка наклоненія стоитъ тамъ вертикально. Сѣверный магнитный полюсъ земли былъ посѣщенъ во время одного путешествія въ Гренландію, при чемъ наблюдали такое положеніе стрѣлки. Вблизи экватора стрѣлка стоитъ горизонтально ($i = 0$) Въ южномъ полушаріи наклоненіе отрицательно, сѣверный полюсъ поднимается тамъ кверху.

Карта полныхъ напряженій.

Вблизи магнитнаго полюса напряженіе максимальное и именно равно 0·65 (сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$), на экваторѣ оно гораздо меньше (0 · 35 сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$), самое меньшее въ южной части Атлантическаго океана (0 · 28 сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) ср. фиг. 85.

Фиг. 85.



Линіи равнаго полнаго напряженія.
(въ сан. $^{-\frac{1}{2}}$ гр. $^{\frac{1}{2}}$ сек. $^{-1}$)

Магнитный потенціалъ земли.

Если на магнитныхъ полюсахъ зарыть въ землю на глубину 600 килом. двѣ колоссальныя разноименныя магнитныя массы въ 7.10^{16} (сант. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$), то они замѣнили бы въ грубыхъ чертахъ дѣйствія земного магнитизма. А именно магнитныя линіи уровня потенціала идутъ по земной поверхности такъ же, какъ географическіе параллельные круги и окружаютъ магнитные полюсы; магнитныя же линіи силъ земли (магнитные меридіаны § 99) сходятся въ магнитныхъ полюсахъ. Вся земля должна была бы при этомъ быть изъ хорошей стали, чтобы быть въ состояніи обладать указаннымъ магнитнымъ моментомъ въ 9.10^{25} (сан. $^{5/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$).

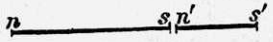
Измѣненія земнаго магнитизма.

Распредѣленіе магнитной силы по землѣ подвержено постояннымъ, но очень незначительнымъ перемѣнамъ, къ изученію которыхъ должно обратиться, чтобы разгадать происхожденіе этихъ силъ.

Сложеніе линейныхъ магнитовъ.

§ 111. Дѣйствіе на разстояніе двухъ линейныхъ магнитовъ, сложенныхъ разноименными полюсами, (ns и n's' фиг. 86) приблизительно соотвѣтствуетъ (при дѣйствіи на большое разстояніе въ равномѣрномъ полѣ) суммѣ ихъ моментовъ. Если количества магнитизма обоихъ магнитныхъ стержней равны, то внѣшнее дѣйствіе равныхъ и противоположныхъ количествъ магнитизма соприкасающихся полюсовъ (sn') равнонулю. Поэтому окажутся намагниченными только свободныя концевыя поверхности, причемъ количества магнитизма въ нихъ будутъ такія же, какъ и до сложенія.

Фиг. 86.



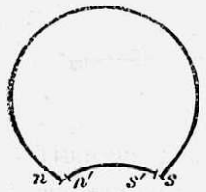
Строеніе магнитовъ.

Этотъ опытъ можно сдѣлать и въ обратномъ порядкѣ: если разломить магнитный стержень ns' на двѣ части, то на поверхностяхъ разлома (s и n'), которыя лежали до этого въ нейтральной полосѣ, окажется магнитизмъ, такъ что оба куска будутъ представлять полные магниты. Количества магнитизма на концахъ (n и s') остаются отъ этого безъ измѣненія. Магнитный стержень можно разломить на произвольное число кусковъ и убѣдиться, что каждый изъ нихъ представляетъ полный магнитъ съ тѣми же количествами магнитизма на полюсахъ, какія первоначально были на концахъ стержня. Эти новыя полюсныя поверхности расположены внутри неразломаннаго первоначальнаго магнита такъ, что дѣйствія ихъ взаимно уравновѣшиваются и внѣшнее дѣйствіе производятъ только поверхности концовъ.

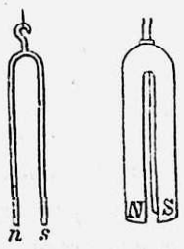
Форма линейныхъ магнитовъ.

При опредѣленіи дѣйствія линейнаго магнита слѣдуетъ принимать во вниманіе только положеніе и количество магнитизма его полюсовъ но не способъ распредѣленія въ немъ стали. Два одинаково сильно намагниченные (одинаковыхъ полюсныхъ зарядовъ) линейные магнита ns и n's' фиг. 87, положеніе полюсовъ которыхъ одинаково, но длина

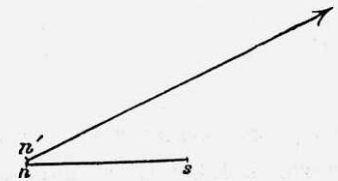
Фиг. 87.



Фиг. 88.



Фиг. 89.



и форма различны, оказываютъ одинаковое внѣшнее дѣйствіе и имѣютъ одинъ и тотъ же направляющій моментъ.

Подково-и колокольчикообразные магниты.

При сгибаніи магнита количества магнитизма на полюсахъ не мѣняются, но мѣняется полюсное разстояніе, а слѣдовательно и магнитный моментъ. Поэтому подковообразные магниты никогда нельзя намагни-

тить до высокаго момента. Тѣмъ не менѣе во многихъ случаяхъ магнитныя стрѣлки въ формѣ колокольчика или шпильки (фиг. 88), благодаря незначительному моменту инерціи, предпочтительнѣе прямолинейныхъ.

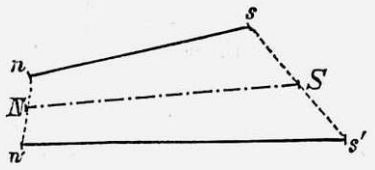
Безконечно длинные линейные магниты.

Такое же дѣйствіе, какъ и полюсъ n линейнаго магнита ns (фиг. 89) оказываетъ равный полюсъ n' безконечно длиннаго линейнаго магнита, идущаго отъ точки n по произвольному направленію. Обыкновенный линейный магнитъ вводитъ въ магнитное поле всегда два полюса, безконечно же длинный магнитъ—только одинъ. На основаніи этого можно будетъ говорить объ отдѣльныхъ количествахъ магнитизма (объ отдѣльныхъ магнитныхъ полюсахъ). Дѣйствіе отдѣльныхъ полюсовъ Амперъ измѣрилъ при помощи очень длинныхъ линейныхъ магнитовъ (§ 103).

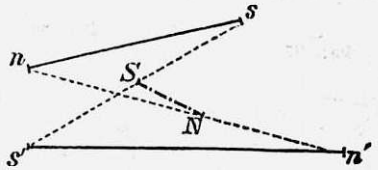
Сложеніе линейныхъ магнитовъ, произвольно направленныхъ.

§ 112. Два линейные магнита, неизмѣнно скрѣпленные другъ съ другомъ въ произвольномъ положеніи ns и n's' (фиг. 90 и 91) имѣютъ

Фиг. 90.



Фиг. 91.



въ *равномѣрномъ* магнитномъ полѣ такой же моментъ, какъ и линейный магнитъ NS, полюсы котораго заключаютъ сумму количествъ магнитизма обоихъ одноименныхъ полюсовъ и располагаются между послѣдними, какъ центръ тяжести между двумя соотвѣтствующими массами. Это слѣдуетъ изъ закона дѣйствія параллельныхъ силъ, приложенныхъ къ твердому тѣлу.

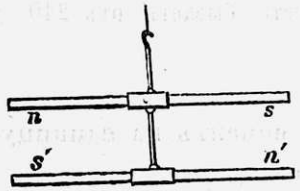
Равнодѣйствующій магнитъ NS имѣетъ въ *равномѣрномъ* полѣ тотъ-же самый направляющій моментъ, но вовсе не тоже самое (на очень малыхъ разстояніяхъ) внѣшнее дѣйствіе, какъ совокупность магнитовъ ns и n's' (фиг. 90). Магнитъ произвольной формы и силы можно замѣнить однимъ

линейнымъ магнитомъ, имѣющимъ тотъ же направляющій моментъ и одинаковое опредѣленное положеніе полюсовъ; относительно же его дѣйствія на очень малыхъ разстояніяхъ его однако можно замѣнить только сложною системою линейныхъ магнитовъ.

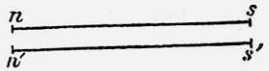
Астатическая стрѣлка.

Можно уничтожить дѣйствіе земнаго магнитизма на двѣ равныя стрѣлки, соединяя ихъ антипараллельно (фиг. 92). Длина, а слѣд. и мо-

Фиг. 92.



Фиг. 93.



ментъ равнодѣйствующаго магнита NS будутъ въ этомъ случаѣ равны нулю. Однако въ *неравномѣрномъ* полѣ такая пара стрѣлокъ можетъ подвергаться очень сильнымъ дѣйствіямъ.

Сложеніе линейныхъ магнитовъ, одинаково направленныхъ.

§ 113. Всѣ дѣйствія одинаково направленныхъ равныхъ линейныхъ магнитовъ, лежащихъ очень близко другъ отъ друга (ns и n's' фиг. 93), просто слагаются, такъ что оконечныя плоскости связки n линейныхъ магнитовъ имѣютъ въ n разъ больше магнитизма чѣмъ одинъ стерженекъ.

Удѣльный магнитный моментъ (магнитный моментъ на единицу массы).

Соотвѣтственно этому магнитный моментъ стального стержня растетъ не только съ длиною, но и съ площадью поперечнаго сѣченія, слѣдовательно и съ массою стержня. Частное отъ дѣленія магнитнаго момента на массу называютъ *удѣльнымъ магнитнымъ моментомъ* стержня и величина этого числа даетъ мѣру силы намагничиванія стержня. Удѣльный магнитный моментъ продолговатыхъ стержней (приближающихся по формѣ къ линейнымъ магнитамъ), приготовленныхъ изъ наилучшихъ

сортовъ стали можно довести отъ 30 до 40 (сан. $^{5/2}$ гр. $-^{1/2}$ сек.$^{-1}$). Вязальныя спицы можно иногда намагнитить до 100 (сан. $^{5/2}$ гр. $-^{1/2}$ сек.$^{-1}$).

Магнитная плотность (магнитный моментъ на единицу объема).

Количество магнитизма, которое можно сообщить поверхности полюса, пропорціонально величинѣ этой поверхности и не зависитъ отъ длины магнита. Количество магнитизма, приходящееся на единицу поверхности полюса, называютъ *магнитною плотностью* полюса. По этой величинѣ тоже можно судить о качествѣ магнита.

На полюсныхъ поверхностяхъ сильно намагниченныхъ стержней изъ твердой стали магнитная плотность бываетъ отъ 240 до 320 (сан. $-^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$).

Сила намагничиванія (магнитный моментъ на единицу поперечнаго сѣченія).

Произведеніе изъ магнитной плотности полюса на длину магнита, т. е. магнитный моментъ на единицу площади поперечнаго сѣченія, обыкновенно называютъ *силою намагничиванія* стержня.

Магнитные слои.

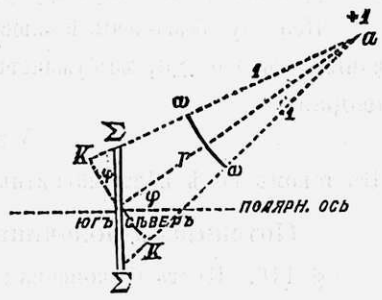
§ 114. Подобно тому, какъ найдены законы дѣйствія безконечно тонкихъ магнитовъ конечной длины (линейныхъ магнитовъ), пришли къ мысли отыскать и простые законы дѣйствія безконечно-короткихъ магнитовъ конечнаго сѣченія,—съ конечными полюсными поверхностями (такъ называемыя двойныя магнитныя поверхности или *магнитные слои*), чтобы воспользоваться ими въ геометрически трудныхъ случаяхъ распредѣленія магнитной силы.

Магнитный слой состоитъ изъ двухъ противоположно намагниченныхъ поверхностей одинаковой формы, одинаковой магнитной плотности d и находящихся на очень маломъ разстояніи Δ другъ отъ друга. Чѣмъ менѣе сверхъ того поверхность f такого слоя, тѣмъ точнѣе представляетъ онъ *элементарный* магнитъ, ось котораго нормальна къ слою, длина котораго Δ, количества магнитизма на полюсахъ $\pm$f d и магнитный моментъ слѣдовательно Δ d f.

Потенціалъ элемента слоя.

Потенціалъ V такого *элементарнаго* магнита ns (§ 108), а слѣдовательно и малаго магнитнаго слоя $\Sigma\Sigma$ (фиг. 94) того же момента Δ f d, равенъ въ произвольной точкѣ поля *a* (полярныя координаты r, φ):

Фиг. 94.



$$V = \frac{\Delta d\, f}{r^2} \cos\varphi$$

f cos φ равно съ большимъ приближеніемъ части KK поверхности шара радіуса r и центра *a*, которая видна изъ *a* подъ тѣмъ же угломъ, какъ и слой $\Sigma\Sigma$. Выраженіе $\frac{f\cos\varphi}{r^2}$ представляетъ слѣдовательно часть поверхности $\omega\omega$, которую вырѣзываютъ изъ поверхности шара радіуса =1 лучи, проведенные изъ *a* къ контуру $\Sigma\Sigma$. Эту часть поверхности $\omega\omega$ называютъ тѣлеснымъ угломъ ω, подъ которымъ $\Sigma\Sigma$ видна изъ *a*.

Слѣдовательно потенціалъ V элементарнаго магнитнаго слоя въ произвольной точкѣ его поля *a* равенъ произведенію изъ силы намагничиванія $\Delta d = \psi$ на тѣлесный уголъ ω, подъ которымъ этотъ элементарный слой видѣнъ изъ *a*.

$$V = \psi.\omega \ldots\ldots 5)$$

Потенціалъ магнитнаго слоя.

Потенціалъ V слоя съ конечною поверхностью равенъ суммѣ потенціаловъ элементарныхъ слоевъ, на которые этотъ слой можетъ быть разложенъ.

Такъ какъ сумма тѣлесныхъ угловъ, подъ которыми видны элементы слоя, равна тѣлесному углу Ω, подъ которымъ видѣнъ очеркъ слоя, то

$$V = \psi.\Omega \ldots\ldots 6).$$

т. е. потенціалъ магнитнаго слоя въ какой угодно точкѣ его поля равенъ произведенію изъ силы намагничиванія на тѣлесный уголъ, подъ которымъ видѣнъ очеркъ слоя изъ этой точки.

Два слоя $\Sigma M\Sigma$ и $\Sigma M'\Sigma$ (фиг. 95) произвольной формы, но одинаковаго ограничивающаго ихъ контура Σ и одинаковой силы намагни-

чиванія имѣютъ, слѣдовательно, одинаковый потенціалъ во всѣхъ точкахъ, лежащихъ внѣ ограничиваемаго ими пространства.

Потенціалъ плоскаго магнитнаго слоя.

§ 115. Тѣлесный уголъ, подъ которымъ видна безконечная плоскость, равенъ вездѣ полушару радіуса 1, т. е. 2π.

Поэтому безконечный плоскій магнитный слой, сила намагничиванія котораго Δd, возбуждаетъ во всемъ своемъ полѣ одинаковый потенціалъ:

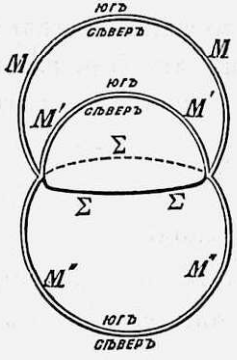
$$V = 2\pi . \Delta d.$$

Въ такомъ полѣ нѣтъ магнитныхъ силъ.

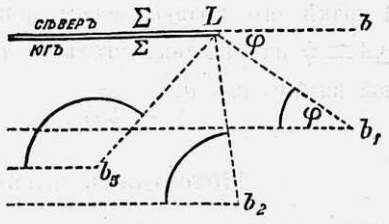
Потенціалъ половины плоскаго магнитнаго слоя.

§ 116. Пусть безконечная плоскость, перпендикулярная къ плоскости чертежа (фиг. 96), ограничена съ одной стороны прямою L, по всѣмъ же другимъ направленіямъ распространяется безгранично.

Фиг. 95.



Фиг. 96.



Изъ какой нибудь точки b_1 контуръ этой плоскости видѣнъ по направленіямъ, которыя всѣ лежатъ въ двухъ плоскостяхъ b_1L и $b_1\infty$. Обѣ эти плоскости образуютъ другъ съ другомъ уголъ φ, который равенъ также полярному углу b_1Lb (начало L, полярная ось Lb) и вырѣзываютъ изъ шара, радіусъ котораго 1 и центръ въ b_1, поверхность 2φ.

Поэтому потенціалъ половины плоскостнаго слоя въ точкѣ, полярный уголъ которой φ, а радіусъ векторъ произволенъ, будетъ:

$$V = 2\varphi . \Delta d.$$

Уравненіе поверхностей уровня будетъ $V = \text{Const}$, т. е. $\varphi = \text{Const}$;

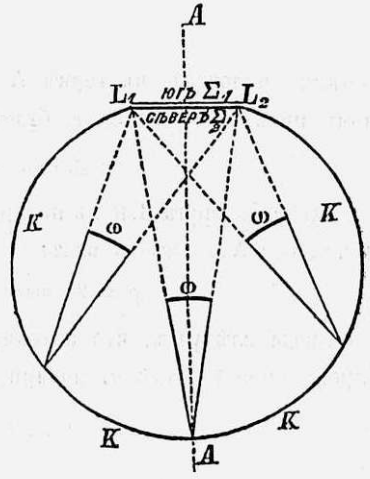
они представляютъ, слѣдовательно, плоскости, пересѣкающіяся по L. Линіи силъ будутъ представлять круги, центръ которыхъ находится на L, а плоскость, въ которой лежатъ эти круги,—перпендикулярна къ Σ. Магнитное напряженіе тѣмъ болѣе, чѣмъ быстрѣе паденіе потенціала, чѣмъ менѣе размѣръ или радіусъ этихъ круговыхъ линій силъ. Слѣдовательно для всѣхъ точекъ поля магнитная сила обратно пропорціональна кратчайшему разстоянію до L и перпендикулярна къ нему и къ L.

Считая отъ полуплоскости Lb, потенціалъ которой пусть будетъ нуль, на сѣверной сторонѣ слоя потенціалъ достигаетъ значенія $+2\pi\Delta d$, а на южной—$2\pi . \Delta d$.

Линейный магнитный слой.

§ 117. Тѣлесный уголъ ω, подъ которымъ видны края L_1 и L_2 длинной двойной полоски $\Sigma_1\Sigma_2$ (на фиг. 97 перпендикулярной къ плоскости черт.), имѣетъ одно и тоже значеніе для всѣхъ точекъ цилиндра L_1KKL_2, такъ какъ въ кругѣ KK вписанные углы ω, опирающіеся на одну и ту же дугу L_1L_2, равны между собою.

Фиг. 97.



Поверхности уровня и линіи силъ линейнаго магнитнаго слоя.

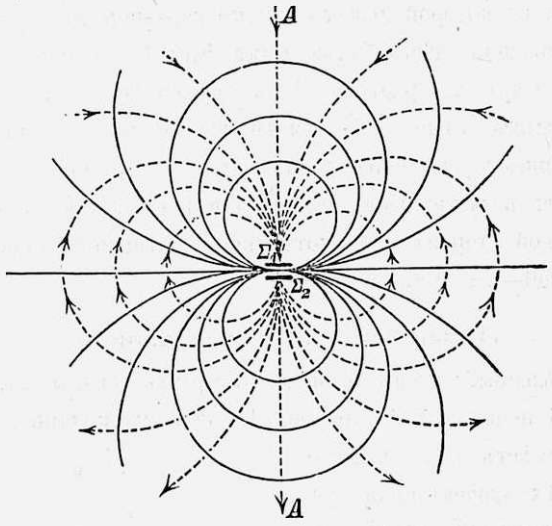
Поверхности уровня такой двойной полоски $\Sigma_1\Sigma_2$ представляютъ пучекъ круговыхъ цилиндровъ, сѣченія которыхъ съ плоскостью чертежа (фиг. 98) показаны сплошными линіями.

Линіи силъ пересѣкаютъ каждый кругъ уровня два раза нормально (одинъ разъ внутри полоски и другой разъ снаружи); они должны быть поэтому тоже кругами. На фиг. 98 линіи эти показаны въ видѣ пучка пунктирныхъ круговъ, повернутыхъ около пучка линій уровня на 90°.

Потенціалъ линейнаго магнитнаго слоя.

Если положить равнымъ m количество магнитизма на единицу длины одной изъ полосокъ Σ_1 или Σ_2, то потенціалъ, который получится

Фиг. 98.



отъ обѣихъ полосокъ, въ точкѣ A (фиг. 97), а слѣдовательно и въ уровенномъ цилиндрѣ радіуса r, будетъ

$$V = \Delta.d.\omega = \frac{\Delta m}{r}; \quad r = \frac{\Delta m}{V}$$

Уравненіе круга KK въ полярныхъ координатахъ (ρ,φ) относительно полярной оси AA имѣетъ видъ:

$$\rho = 2r\cos\varphi; \quad \rho = 2.\frac{\Delta m}{V}\cos\varphi.$$

Отсюда слѣдуетъ, что потенціалъ, возбуждаемый линейнымъ слоемъ въ произвольной точкѣ a, полярныя координаты которой ρ и φ, равенъ

$$V = 2\frac{\Delta m}{\rho}\cos\varphi.$$

Силовое дѣйствіе одной заряженной линіи.

§ 118. Потенціалъ этотъ равенъ запасу работы, которымъ обладаетъ магнитная система $\Sigma_1\Sigma_2$ и точка a, полярныя координаты которой (ρ, φ) и въ которой находится $+1$ количества магнитизма. Этотъ запасъ работы израсходуется, если, не прекращая вліянія силы f, приложенной къ магнитной линіи Σ_1 вслѣдствіе дѣйствія на нее точки a *), линію

*) Сила, приложенная къ точкѣ a вслѣдствіе дѣйствія на нее магнитной линіи Σ_1, равна и противоположна f.

эту перемѣстимъ на Δ и совмѣстимъ съ противоположно заряженною линіей Σ_2 (ср. § 108). По направленію AA дѣйствуетъ слагающая $f\cos\varphi$ силы взаимодѣйствія между Σ_1 и a. Поэтому имѣемъ:

$$f\cos\varphi.\Delta = V.$$

Работа силы взаимодѣйствія = запасу работы.

Отсюда слѣдуетъ:

$$f = \frac{2m}{\rho}$$

Т. е. прямая, по которой равномѣрно распредѣленъ магнитизмъ, дѣйствуетъ съ силою, которая обратно пропорціональна первой степени разстоянія.

Силовое дѣйствіе одной заряженной плоскости.

Такимъ же образомъ изъ потенціала

$$V' = 2\pi.\Delta d,$$

возбуждаемаго плоскимъ слоемъ въ произвольной точкѣ поля a, можно опредѣлить дѣйствіе одной только равномѣрно заряженной плоскости на $+1$ количества магнитизма, находящагося въ a.

Имѣемъ:

$$f.\Delta = V$$

Работа совмѣщенія = запасу работы,

а отсюда слѣдуетъ

$$f = 2\pi d$$

т. е. во всякой точкѣ поля, порожденнаго плоскостью, намагниченною равномѣрно до плотности d, магнитное напряженіе равняется $2\pi d$.

Благодаря аналогіи между законами Ампера и Кулона, можно распространить положенія о дѣйствіи равномѣрно намагниченныхъ прямыхъ и плоскостей на дѣйствія равномѣрно наэлектризованныхъ проволокъ и пластинокъ. (Ср. § 22).

Распространеніе силоваго дѣйствія.

§ 119. Силовое дѣйствіе, исходящее изъ точки, прямой или плоскости, обратно пропорціонально (шаровой, цилиндрической, плоской) поверхности, на которую оно распространилось. Дѣйствіе это уменьшается, слѣдовательно, съ удаленіемъ отъ источниковъ силы по тѣмъ же

законамъ, по которымъ уменьшается напряженіе свѣта свѣтящихся точки, линіи и плоскости съ удаленіемъ отъ свѣтовыхъ источниковъ.

3. Магнитизмъ токовъ.

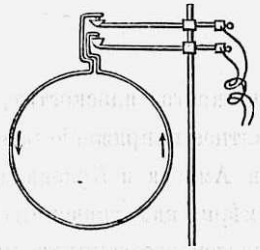
Открытіе Эрштедта.

§ 120. Лишь только въ началѣ нашего столѣтія узнали о свойствахъ и тепловыхъ дѣйствіяхъ проводника, находящагося въ токосостояніи, какъ уже были открыты и явленія, указывавшія на своеобразную связь между состояніемъ магнитнымъ и электрическимъ токосостояніемъ. Эрштедтъ (1819) впервые замѣтилъ, что находящаяся въ сильномъ токосостояніи, накаленная мѣдная проволока проявляла магнитныя дѣйствія на стрѣлку помѣщенной вблизи бусоли. Болѣе подробныя изслѣдованія показали однако, что токи менѣе сильные, далеко не накаливавшіе проволоку, производили замѣтное магнитное дѣйствіе и что слѣдовательно причина этого явленія обусловливается токосостояніемъ проводника, т. е. паденіемъ внутри его потенціала, а никакъ не кроется въ выдѣляемой имъ теплотѣ.

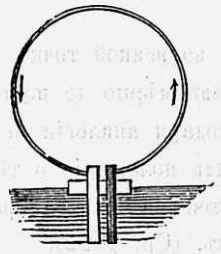
Сила магнитнаго дѣйствія тока.

Если, наоборотъ, закрѣпимъ стрѣлку, а проводникъ сдѣлаемъ подвижнымъ (фиг. 99 и 100), то послѣдній будетъ перемѣщаться подъ

Фиг. 99.



Фиг. 100.



дѣйствіемъ силъ, исходящихъ изъ стрѣлки. Наконецъ, если какъ стрѣлка, такъ и проводникъ будутъ въ состояніи свободно двигаться, то они обнаружатъ равныя дѣйствія и противодѣйствія и установятся поэтому согласно распредѣленію ихъ массъ и законамъ центра тяжести и площадей. Силу, приложенную къ магнитному полюсу вслѣдствіе дѣйствія на него тока, будемъ называть въ дальнѣйшемъ *силой магнитнаго дѣйствія тока*.

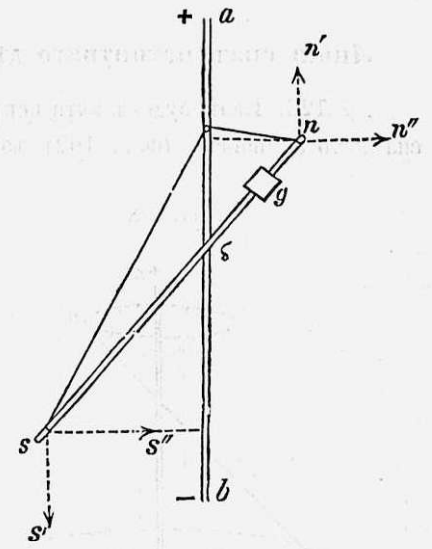
Знакъ силы магнитнаго дѣйствія тока.

§ 121. Два разноименныхъ и равныхъ магнитныхъ полюса, помѣщенныхъ въ одной точкѣ (концы линейныхъ магнитовъ), не производятъ и на токъ внѣшнихъ дѣйствій. Также и наоборотъ, токъ не производитъ никакихъ дѣйствій на подобные полюсы. Слѣдовательно силы магнитнаго дѣйствія тока на разноименные полюсы при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ равны и противоположны.

Безразличное равновѣсіе стрѣлки.

§ 122. Пусть линейный магнитъ ns (фиг. 101) имѣетъ возможность свободно вращаться около точки σ длиннаго прямолинейнаго проводника *ab*. Освободимъ его далѣе помощью передвижнаго грузика g отъ дѣйствія силы тяжести и направляющимъ магнитомъ отъ силы земнаго магнитизма. Этотъ магнитъ находится въ любомъ положеніи въ безразличномъ равновѣсіи. На положеніе его не вліяетъ ни замыканіе, ни размыканіе, ни перемѣна направленіи тока въ *ab*. Отсюда слѣдуетъ, что магнитное дѣйствіе тока на полюсъ n всегда уничтожаетъ дѣйствіе на полюсъ s.

Фиг. 101.



Въ справедливости сказаннаго можно также убѣдиться, передвигая длинный проводникъ въ любомъ направленіи, но возможно близко къ оси вращенія магнитной стрѣлки. Описанный опытъ служитъ доказательствомъ нижеслѣдующему въ томъ лишь случаѣ, если ось вращенія стрѣлки не находится на серединѣ между ея полюсами.

Направленіе силы магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока.

Отсюда слѣдуетъ во первыхъ, что силы магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока не имѣютъ составляющихъ nn′ и ss′ параллельныхъ провод-

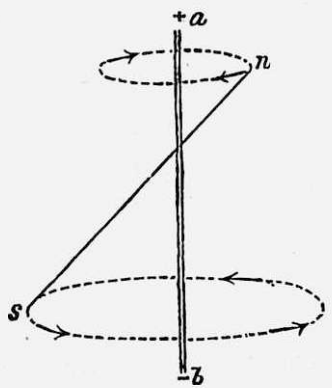
нику *ab*. Въ противномъ случаѣ эти составляющія, имѣя противоположныя направленія (§ 121), образовали бы пару силъ, дѣйствіе которой немогло бы ускользнуть отъ наблюденія. На томъ же основаніи эти удивительныя силы не могутъ быть во вторыхъ направлены по линіямъ, соединяющимъ магнитные полюсы съ проводникомъ (nn'' и s''s). Силы, дѣйствующія въ такомъ направленіи, могли бы уравновѣситься лишь при извѣстномъ отношеніи къ плечамъ, а послѣднія всецѣло зависятъ отъ мѣста произвольно выбранной точки вращенія *o*.

Изъ всего этого слѣдуетъ, что равнодѣйствующая сила, получающаяся вслѣдствіе дѣйствія прямолинейнаго тока на магнитный полюсъ, должна быть перпендикулярна къ линіи кратчайшаго разстоянія между послѣдними, а также и къ направленію тока.

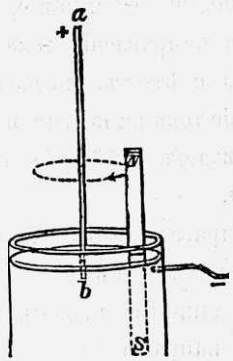
Линіи силъ магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока.

§ 123. Если будемъ идти непрерывно по направленію упомянутыхъ силъ, то опишемъ (фиг. 102) вокругъ проводника замкнутый кругъ.

Фиг. 102.



Фиг. 103.



Магнитныя линіи силъ проводника, находящагося въ токосостояніи, не исходятъ отъ поверхности проводника и не теряются въ безконечности, какъ это обыкновенно имѣетъ мѣсто въ случаѣ тѣлъ (тяготѣющихъ, наэлектризованныхъ и намагниченныхъ), дѣйствующихъ на разстояніе. Линіи силъ не касаются проводника, онѣ сомкнуты и окружаютъ послѣдній, чего никогда не бываетъ въ случаѣ прочихъ дѣйствующихъ на разстояніе тѣлъ.

Униполярное вращеніе.

Фарадей придумалъ приборъ (фиг. 103), помощью котораго представляется возможнымъ наглядно демонстрировать круговое движеніе магнитнаго полюса *n* около тока *ab*. Магнитъ плаваетъ въ этомъ приборѣ во ртути перпендикулярно къ поверхности послѣдней. Вслѣдствіе этого устраняется почти совершенно дѣйствіе тока на полюсъ *s*, въ то время, какъ оно на полюсъ *n* обнаруживается полностью.

Правило Ампера.

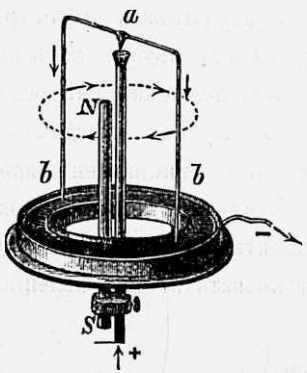
§ 124. Если смотрѣть на этотъ магнитъ по направленію тока, то, въ случаѣ сѣвернаго полюса, послѣдній будетъ вращаться по направленію часовой стрѣлки, въ случаѣ же южнаго полюса, таковой вращается въ обратномъ направленіи. Если перемѣнить направленіе тока, то измѣняется и направленіе вращенія магнита.

Если закрѣпить магнитъ неподвижно, а проводникъ *ab* сдѣлать подвижнымъ около *a* (фиг. 104), то послѣдній будетъ вращаться вокругъ магнита, при чемъ направленіе этого вращенія можетъ быть опредѣлено на основаніи закона противодѣйствія.

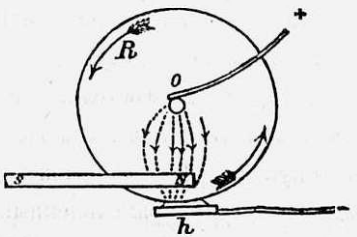
Барлово колесо.

Нѣсколько иному вращенію подвергается токопроводящее колесо Барлова (фиг. 105). Въ этомъ случаѣ токъ проходитъ по мѣдному ко-

Фиг. 104.



Фиг. 105.



лесику R въ направленіи радіуса (oh). Колесико это можетъ вращаться вокругъ оси *o* и погружено въ сосудъ со ртутью h. Токъ подводится

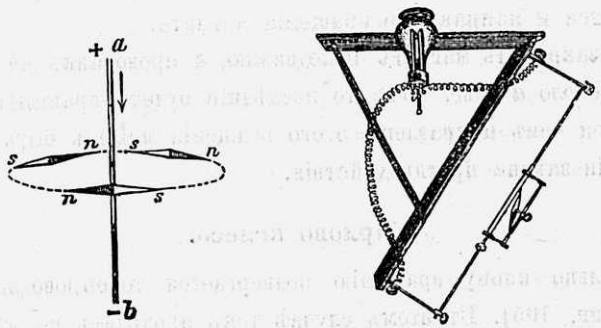
къ колесику при помощи скользящаго контакта. Если смотрѣть по положительному направленію тока (oh), то магнитный полюсъ N будетъ толкаемъ влѣво, а стало быть колесико вправо; поэтому оно будетъ вращаться, если смотрѣть спереди, въ отрицательномъ направленіи оперенной стрѣлки). Линіи тока постоянно будутъ идти по направленію oh. Самое вращеніе совершается необыкновенно быстро.

Направленіе, въ которомъ устонавливается магнитная стрѣлка подъ дѣйствіемъ прямолинейнаго тока.

Магнитная стрѣлка, свободно вращающаяся вокругъ точки, лежащей внѣ проводника *ab* (фиг. 106), установится, по правилу Ампера

Фиг. 107.

Фиг. 106.



(§ 124), въ направленіи линіи силъ и при томъ такъ, что, если смотрѣть по положительному направленію тока и представить себѣ стрѣлку перемѣщающейся вдоль линіи силъ по направленію часовой стрѣлки, то перемѣщеніе это будетъ совершаться сѣвернымъ полюсомъ напередъ.

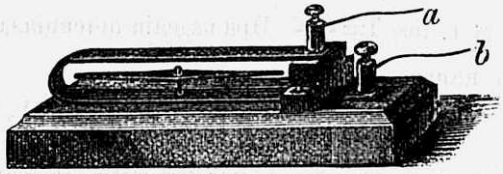
Если стрѣлка подвержена при этомъ и магнитному дѣйствію земли, то она не будетъ въ состояніи принять указанное направленіе вполнѣ, но будетъ замѣтно приближаться къ нему въ случаѣ сильныхъ токовъ. Это совокупное дѣйствіе разнородныхъ магнитныхъ силъ очень удобно наблюдается, если прямолинейный токъ установить въ направленіи наклоненія (§ 110). (Махъ, фиг. 107).

Гальваноскопъ.

§ 125. Если измѣнить направленіе тока, то магнитныя стрѣлки фиг. 106 повернутся на 180°. Такимъ образомъ, можно по отклоненію

стрѣлки, точка вращенія которой находится внѣ проводника, опредѣлить направленіе тока, т. е. знакъ паденія потенціала внутри этого проводника, для каковаго опредѣленія мы имѣли въ распоряженіи до сихъ поръ лишь электроскопическія и вольтаметрическія измѣренія. Основанный на этомъ началѣ приборъ для опредѣленія направленія тока (гальваноскопъ) изображенъ на фиг. 108. Полоса, по которой проходитъ

Фиг. 108.



токъ, должна быть установлена въ плоскости магнитнаго меридіана и включена въ испытуемую цѣпь. Если сѣверный полюсъ стрѣлки отклоняется изъ плоскости чертежа впередъ, то потенціалъ точки *a* выше потенціала точки *b*, въ обратномъ случаѣ—положительное направленіе тока есть *ba*.

Законъ дѣйствія прямолинейнаго тока на разстояніе.

§ 126. Моментъ вращенія, приводящій стрѣлку въ ея новое положеніе равновѣсія, уменьшается по мѣрѣ приближенія точки вращенія стрѣлки къ проводнику и совершенно исчезаетъ, если ось вращенія стрѣлки совпадаетъ съ прямолинейнымъ токомъ *ab* (фиг. 101).

Въ этомъ положеніи сила, дѣйствующая на южный полюсъ, уничтожаетъ противоположную (§ 121) силу, дѣйствующую на сѣверный полюсъ (Максуэлль).

Пусть $+m$ и $-m$ обозначаютъ количества магнитизма полюсовъ, T_1 и T_2—напряженія силы магнитнаго дѣйствія тока соотвѣтственно въ точкахъ n и s (Фиг. 101). Такъ какъ моментъ вращенія $+\frac{1}{2}mT_1r_1$ равенъ и противоположенъ моменту $-m\ T_2r_2$, то

$$T_1\ r_1=T_2\ r_2=C_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ 1)$$

т. е. въ магнитномъ полѣ прямолинейнаго тока произведеніе изъ разстоянія произвольной точки отъ этого тока на напряженіе T силы магнитнаго дѣйствія его въ разсматриваемой точкѣ есть величина постоянная C_1.

Вліяніе паденія потенціала въ проводникѣ. Величина направляющей силы магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока.

§ 127. Значеніе C_1 этого произведенія зависитъ отъ интенсивности токо-процесса въ проводникѣ, а стало-быть отъ величины паденія потенціала въ немъ.

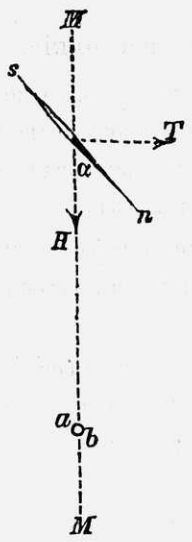
Пусть имѣется напр. находящійся въ токо-состояніи прямолинейный вертикальный мѣдный проводникъ въ 1 мм.^{2} сѣченіемъ. Онъ устанавливаетъ короткую стрѣлку, магнитный моментъ которой 1, по направленію линіи силъ радіуса r съ силою $T=\frac{C_1}{r}$. При паденіи потенціала въ 0·1 Даніеля на 1 метръ эта направляющая сила будетъ:

$\frac{C_1}{r}=\frac{1\cdot00}{r}$ (сн.$^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$); $C_1=1\cdot00$ (сн. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$)

Сравненіе силы магнитнаго дѣйствія тока съ горизонтальной слагающей земнаго магнитизма.

Такимъ образомъ, въ этомъ примѣрѣ стрѣлка, для r=5 сн., подвергается отъ тока такой же направляющей силѣ (0,2 сн. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$),

Фиг. 109.



какъ и отъ земнаго магнитизма (§ 110). Если стрѣлка помѣщена такъ, что r совпадаетъ съ магнитнымъ меридіаномъ M (фиг. 109), то направленіе ея составитъ съ r уголъ ровно въ 45°. При помощи тангенса угла α, образуемаго стрѣлкой въ такомъ положеніи равновѣсія съ меридіаномъ, можно удобно сравнить силу магнитнаго дѣйствія тока T съ горизонтальной слагающей H земнаго магнитизма. (Обѣ эти силы взаимно перпендикулярны).

$$T=H.\ \mathrm{tg}\ \alpha\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ 2)$$

Магнитный моментъ стрѣлки не входитъ въ это уравненіе, подобно тому, какъ и въ соотвѣтственное уравненіе 3 а) § 109-го.

Законъ пропорціональности.

§ 128. Для r=10 сн., $T=\frac{C_1}{r}=0\cdot1$ (сн. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) и

стрѣлка отклоняется токомъ на уголъ $\alpha=30°$ $\left(\mathrm{tg}\ 30°=\frac{0\cdot1}{0\cdot2}=\frac{T}{H}\right)$. Если усилить паденіе потенціала въ прямолинейномъ проводникѣ въ два раза (0·2 Даніэля на 1 метръ), то стрѣлка отклонится на 45°. Тогда для r=10 сн. T=H, т. е. T=0·2, $C_1=2\cdot00$ и стало быть въ два раза больше, чѣмъ при прежнемъ паденіи потенціала, т. е.:

Сила магнитнаго дѣйствія тока при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ пропорціональна электрическому паденію потенціала въ проводникѣ.

Электромагнитная единица мѣры для токонапряженія.

Это паденіе потенціала опредѣлялось при только что описанныхъ опытахъ или помощью электрометрическихъ наблюденій (§ 49), или посредствомъ калориметрическихъ измѣреній въ связи съ закономъ Джауля, или же наконецъ при помощи вольтаметра и закона Фарадея.

На ряду съ этими тремя методами измѣреній является возможнымъ, на основаніи указанной пропорціональности, измѣрять токосостояніе по новому независимому отъ нихъ и согласующемуся съ ними методу, основанному на измѣреніи магнитныхъ дѣйствій тока. Эти магнитныя измѣренія всецѣло механическаго свойства; поэтому электромагнитная система единицъ ставится на ряду съ электростатическою системою и предпочитается калориметрической и химической системамъ.

Вліяніе поперечнаго сѣченія.

§ 129. Два плотно прилегающіе другъ къ другу одинаковые проводника съ равнымъ паденіемъ потенціала оказываютъ въ два раза большее магнитное дѣйствіе, чѣмъ каждый изъ нихъ въ отдѣльности. Поэтому не слѣдуетъ удивляться, если сила T, а стало быть и произведеніе $Tr=C_1$, при данномъ паденіи потенціла $\frac{E}{l}$, пропорціональны поперечному сѣченію q проводоика

$$Tr=\mathrm{Const.}\ q.\ \frac{E}{l}$$

Вліяніе проводимости.

Паденіе потенціала въ непроводникѣ, хотя и можетъ быть доведено до большаго значенія, не проявляетъ въ магнитномъ отношеніи никакого дѣйствія. Магнитное дѣйствіе тока должно поэтому, при прочихъ ра-

ныхъ обстоятельствахъ, увеличиваться съ увеличеніемъ проводимости проводника. Оно оказалось пропорціональнымъ этой проводимости k.

$$Tr = Const.\ k.\ q.\ \frac{E}{l}.$$

Зависимость отъ токонапряженія.

Если принять во вниманіе опредѣленіе § 56-го:

$$k.\ q.\ \frac{E}{l} = J,$$

то для токонапряженія J проводника получимъ слѣдующую зависимость:

$$Tr = Const.\ J \ldots\ldots 3)$$

которая можетъ быть удобнѣе всего провѣрена вольтаметрическими измѣреніями (химическія дѣйствія тока тоже пропорціональны токонапряженію) и справедливость которой была подтверждена неоднократно.

Электромагнитная единица токонапряженія.

§ 130. Въ ур. 3) Const. для электростатической и электромагнитной системъ единицъ имѣетъ различное значеніе, потому что для послѣдней системы значеніе это еще до сихъ поръ произвольно. Мы пріймемъ, что

$$Tr = 2 \text{ i (элекр. маг. ед.)}. \ldots\ldots 4)$$

этимъ мы опредѣлили электромагнитную единицу токонапряженій i просто, но иначе, чѣмъ электростатическую единицу токонапряженія. А именно:

Въ прямолинейномъ проводникѣ токонапряженіе равняется единицѣ (въ C. G. S. электромагнитныхъ единицахъ), если проводникъ этотъ толкаетъ въ сторону $1—y$ количества магнитизма, находящуюся на 1 разстоянія, съ силою $T = 2$ (сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) $= 0{\cdot}002$ (граммовѣса на единицу количества магнитизма).

Этотъ токъ имѣетъ напряженіе $= 10$ Даніелей на E. C. $= 3.10^{10}$ (сан. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-2}$) электростатическихъ единицъ. Данныя эти получены электрометрическимъ измѣреніемъ 1-го Даніеля $= \frac{1}{300}$ (сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$) электростатистическихъ единицъ (§ 27) и на калориметрическомъ измѣреніи 1-ой E. C. $= 0{,}12$ (сан. $^{-1}$ сек.) абсолютныхъ единицъ (§ 54).

Токъ въ 20 Даніелей на E. C. дѣйствуетъ на количество магнитизма $= 1$ при $r = 1$ съ силою $T = 4$ (сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$).

Измѣреніе электромагнитной единицы токонапряженія.

По уравненію 4) токонапряженіе i въ электромагнитныхъ единицахъ имѣетъ измѣреніе T. r = сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$, такъ какъ сила магнитнаго дѣйствія тока T имѣетъ измѣреніе $\frac{\text{сила}}{\text{колич. маг.}} = \frac{\text{сан. гр. сек.}^{-2}}{\text{сан.}^{3/2}\ \text{гр.}^{1/2}\ \text{сек.}^{-1}}$ $=$ сан. $^{-1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$.

Гальванометръ.

§ 131. Приспособленія въ родѣ изображенныхъ на фиг. 108 примѣняются подъ названіемъ гальванометровъ для удобнаго магнитнаго измѣренія токонапряженій. Во всѣхъ такихъ приборахъ ось стрѣлки имѣетъ неизмѣнное положеніе по отношенію къ проводнику и оба они такое же положеніе по отношенію къ магнитному меридіану (r и направленіе магнитнаго меридіана неизмѣнены).

По уравненіямъ 2) и 4), для токонапряженія i (въ элек. маг. ед.) отклонившаго стрѣлку отъ меридіана на уголъ α, имѣемъ:

$$i = \frac{1}{2}\ rH.\ tg\ \alpha;\ i = C.\ tg\alpha$$

Переводный множитель.

Зависящая только отъ конструкціи гальванометра и отъ горизонтальной слагающей H земнаго магнитизма постоянная $C = \frac{1}{2}rH$, которая выражаетъ собою токонапряженіе, обусловливающее отклоненіе $\alpha = 45°$ ($tg\ 45° = 1$), называется переводнымъ множителемъ гальванометра.

Дѣйствіе мгновеннаго тока.

§ 132. Если проводникъ не находится въ установившемся токосостояніи, но черезъ него проходитъ разрядъ лейденской банки, то количество движенія Q, которое пріобрѣтаетъ магнитная стрѣлка, вслѣд-

ствіе полученнаго ею при этомъ магнитнаго толчка, пропорціонально заряду банки.

Доказательство: Ω соотвѣтствуетъ импульсу средней силы магнитнаго дѣйствія тока T, приложенной къ магнитной стрѣлкѣ момента M въ теченіи всего времени разряда t.

$$\Omega = MT.\ t.$$

Если принять во вниманіе уравненія

$$Tr = 2i \ldots\ldots 4) \text{ и } i\,t = Q \text{ (§ 77)},$$

гдѣ i есть среднее токонапряженіе во время разряда, а Q—зарядъ банки то будемъ имѣть:

$$\Omega \equiv M.\ \frac{2}{r}.\ Q.$$

Но количество движенія Ω производитъ по § 101 отклоненіе стрѣлки α, опредѣляемое изъ уравненія:

$$\Omega = \frac{\tau}{\pi}.\ MH.\alpha\ ,$$

гдѣ MH—направляющій моментъ стрѣлки, а τ—время однаго ея колебанія.

Поэтому окончательно получимъ:

$$it = Q = \frac{r}{2} H.\frac{\tau}{\pi}\ \alpha = \text{Const. } \alpha \text{ (элект. маг. ед.)} \ldots\ldots 5)$$

Сравненіе электромагнитной системы съ электростатической системой единицъ.

И такъ отклоненіе стрѣлки гальванометра α пропорціонально заряду банки Q. Магнитная стрѣлка, для которой τ=3 сек., помѣщенная внутри гальванометрической рамы съ переводнымъ множителемъ C=0·8 (элек. маг. ед.), получитъ отъ разряда батареи, [емкость которой=5·10⁴ сан., а разность потенціаловъ обкладокъ =50 (сан.$^{1/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$), а стало быть зарядъ которой Q=25·10⁵ (сан.$^{3/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$)] отклоненіе α=0·1 дуговыхъ единицъ. Зарядъ Q будетъ тогда въ элекромагнитныхъ единицахъ равняться $0{,}8.\frac{3}{\pi}.\ 0{\cdot}1 = 0{,}8$ (сан.$^{1/2}$ гр.$^{1/2}$) элек. маг. ед. = 25·10⁵ (сан.$^{3/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$) элек. стат. ед.

И такъ электромагнитная единица количества электричества Q, а стало быть и токонапряженія i (it=Q) въ 3·10¹⁰ разъ больше электростатической единицы. Такимъ образомъ по способу непосредственныхъ электростатическихъ и магнитныхъ измѣреній гораздо удобнѣе было найдено отношеніе между обѣими системами единицъ, чѣмъ по способу калориметрическаго измѣренія (§ 126). Какимъ образомъ можно устроить гальванометры съ такимъ небольшимъ переводнымъ множителемъ (C=0·8) будетъ объяснено въ § 142. И такъ:

$$J \text{ (элек. стат. ед.)} = 3.10^{10} i \text{ (элек. маг. ед.)}$$

Практическая единица токонапряженія.

§ 133. Электростатическая единица токонапряженія для практическихъ цѣлей въ высшей степени мала, электромагнитная же единица имѣетъ довольно подходящее значеніе. Десятую часть послѣдней приняли за практическую единицу и дали ей названіе амперъ (въ воспоминаніе объ А. М. Амперѣ).

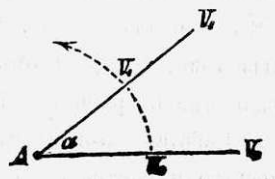
$$1 \text{ амперъ} = 0{\cdot}1 \text{ (сан.}^{1/2} \text{ гр.}^{1/2} \text{ сек.}^{-1}\text{) элек. маг. ед.}$$

$$1 \text{ амперъ} = 3{\cdot}10^{9} \text{ (сан.}^{3/2} \text{ гр.}^{1/2} \text{сек.}^{-2}\text{) элек. стат. ед.}$$

Магнитное поле прямолинейнаго тока.

§ 134. Магнитныя линіи силъ прямолинейнаго тока A (фиг. 110) представляютъ собою круги, центры которыхъ лежатъ на этой прямой.

Фиг. 110.



Такъ какъ поверхности уровня должны пересѣкать эти круги ортогонально, то онѣ будутъ плоскости, пересѣкающіяся по прямой тока. Но вдоль круговой линіи силъ радіуса r существуетъ постоянная сила магнитнаго дѣйствія тока $T = \frac{2i}{r}$; поэтому паденіе потенціала есть величина постоянная. Если назовемъ потенціалъ въ какой-нибудь точкѣ черезъ V_0, то для разстоянія rα вдоль линіи силъ разность потенціаловъ должна быть $(V_1 - V_0) = r\alpha.T$, или

$$V_1 - V_0 = 2\alpha i \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

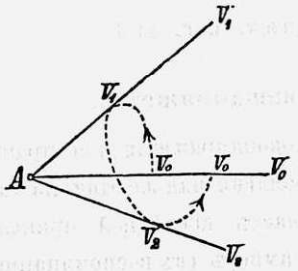
Уравненіемъ 6) дается распредѣленіе потенціала во всемъ полѣ

прямолинейнаго тока (α есть полярный уголъ, отсчитываемый отъ поверхности уровня V_0).

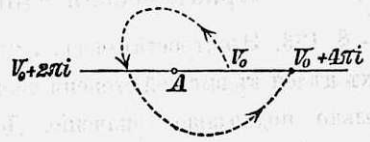
Многозначность распредѣленія потенціала.

Если будемъ перемѣщать количество магнитизма=1 по произвольной линіи, которая однако не должна окружать тока A (Фиг. 111), на-

Фиг. 111.



Фиг. 112.



чиная отъ поверхности уровня V_0 и прійдемъ опять къ той же поверхности V_0, то полярный уголъ α при перемѣщеніи отъ V_0 до V_1 растетъ (ур. 6) (на этомъ пути расходуется работа), затѣмъ при обратномъ движеніи отъ V_1 до V_2 сначала убываетъ, потомъ становится отрицательнымъ (на этомъ пути производится работа), наконецъ при движеніи отъ V_2 до V_0 снова растетъ, пока при достиженіи V_0 не сдѣлается равнымъ нулю. Въ этомъ случаѣ полная произведенная работа равняется нулю.

Если же перемѣщать количество магнитизма=1 отъ поверхности уровня V_0 вдоль любой линіи вокруъ тока A вплоть до той же поверхности уровня V_0 (фиг. 112) все время противъ силы магнитнаго дѣйствія тока, то при этомъ будетъ произведена работа уже не нуль, а по уравненію 6) равная $4\pi i$. (Уголъ α растетъ отъ 0 до 2π).

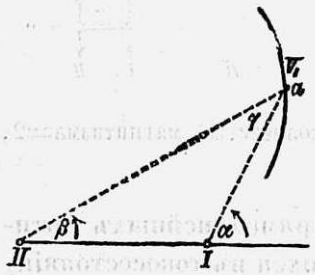
Работа, которая должна быть произведена, чтобы перемѣстить количество магнитизма=1 изъ плоскости V_0 въ плоскость V_1 (фиг. 110) въ случаѣ непосредственнаго пути=(V_1-V_0); въ случаѣ пути, одинъ разъ огибающаго проводникъ противъ силы магнитнаго дѣйствія тока,=$(V_1-V_0)+4\pi i$; въ случаѣ пути, одинъ разъ огибающаго проводникъ по направленію силы магнитнаго дѣйствія тока,=$(V_1-V_0)-4\pi i$ и наконецъ въ случаѣ пути, два раза огибающаго проводникъ,=$(V_1-V_0)\pm 8\pi i$.

И такъ эта работа, а стало быть и потенціалъ различныхъ точекъ не имѣетъ постояннаго значенія, какъ это бываетъ для всѣхъ другихъ полей, порожденныхъ дѣйствіемъ силы на разстояніе, но принимаетъ для каждой точки различныя значенія (отличающіяся другъ отъ друга на цѣлое число разъ $4\pi i$), смотря потому огибаетъ ли путь, по которому происходило поремѣщеніе магнитной массы, одинъ или нѣсколько разъ проводникъ, или вовсе его не огибаетъ.

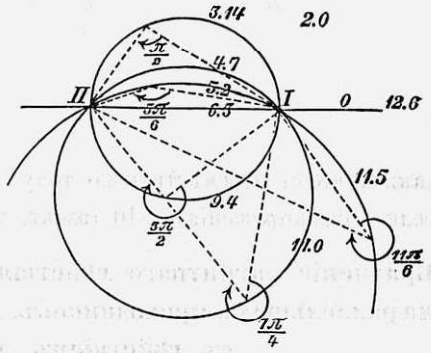
Магнитное поле антипараллельныхъ прямолинейныхъ токовъ.

§ 135. Два параллельныхъ проводника (I и II фиг. 113), находя-

Фиг. 113.



Фиг. 114.



щіеся въ токосостояніи, напряженія котораго і въ обоихъ проводникахъ равны и прямо противоположны, возбуждаютъ каждый порознь въ точкѣ a потенціалы $+2i\alpha$ и $-2i\beta$, а вмѣстѣ—потенціалъ

$$V_1=2i\,(\alpha-\beta)=2i\gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ 7)$$

при чемъ потенціалъ плоскости I II принятъ равнымъ нулю.

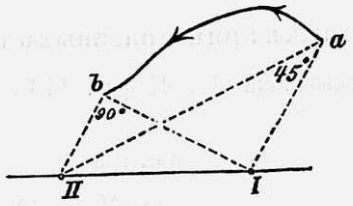
Для цилиндрической поверхности, на которой потенціалъ V_1 имѣетъ постоянное значеніе, уголъ γ долженъ=Const. Сѣченія этихъ цилиндровъ съ плоскостью чертежа должны быть круги, которые всѣ проходятъ черезъ I и II, такъ какъ для всѣхъ точекъ окружности круговъ уголъ γ, опирающійся на дугу I II, имѣетъ постоянное значеніе.

На фиг. 114 начерчены четыре такія уровенные окружности, для которыхъ $\gamma=0$ и π; $\frac{\pi}{2}$ и $\frac{3\pi}{2}$; $\frac{3\pi}{4}$ и $\frac{\pi}{4}$; $\frac{5\pi}{6}$ и $\frac{11\pi}{6}$, и которыя для $i=1$

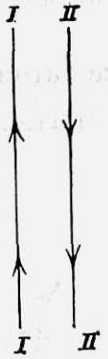
соотвѣтствуютъ значеніямъ магнитныхъ потенціаловъ 0, 3·14, 4·70, 5·20, 6·28, 9·42, 10·99, 11·51, 12·56 (сн. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$).

Предлагается рѣшить читателю, какъ велика должна быть работа, чтобы перемѣстить количество магнитизма $=1$ изъ a въ b (фиг. 115), а

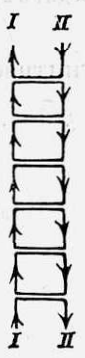
Фиг. 115.



Фиг. 116.



Фиг. 117.



также, чтобы перемѣстить по тому же пути количество магнитизма$=2$, если токонапряженія$=\pm 10$ (элект. маг. ед.).

Сравненіе магнитнаго дѣйствія двухъ прямолинейныхъ антипараллельныхъ проводниковъ, находящихся въ токосостояніи, съ дѣйствіемъ магнитнаго слоя.

Магнитный слой, ограниченный такими проводниками, сила намагничиванія котораго ϕ, возбудилъ бы въ полѣ этихъ проводниковъ по § 114 потенціалы

$$V = \phi . 2\gamma .$$

Такимъ образомъ магнитное поле одной пары антипараллельныхъ прямолинейныхъ токовъ напряженія$\pm$i равняется полю магнитнаго слоя, ограниченнаго этими токами и сила намагничиванія котораго ϕ равна токонапряженію i.

§ 136. Вертикальные прямолинейные токи I и II Фиг. 116 могутъ быть замѣнены, по отношенію къ дѣйствію ихъ на разстояніе, системою замкнутыхъ цѣпей (фиг. 117) и при томъ тѣмъ точнѣе, чѣмъ болѣе сближены другъ къ другу горизонтальныя поперечныя вѣтви послѣднихъ, обладающія прямо противоположными токонаправленіями и дѣйствіе которыхъ на разстояніе взаимно уничтожается.

По отношенію къ дѣйствію на какую нибудь внѣшнюю точку поля, каждая изъ этихъ замкнутыхъ цѣпей можетъ быть замѣнена магнитнымъ слоемъ, для котораго ϕ=i, и который ее вполнѣ долженъ перекрывать. Еслибы слой этотъ былъ ограниченъ другимъ контуромъ, то это должно было бы имѣть мѣсто и для прочихъ цѣпей, такъ что система, представленная на фиг. 117, была бы эквивалентна другой магнитной комбинаціи, чѣмъ система прямолинейныхъ токовъ I и II, а между тѣмъ системы эти проявляютъ вѣдь одинаковыя магнитныя дѣйствія.

Распредѣленіе магнитнаго потенціала въ полѣ сомкнутаго тока.

А потому магнитный потенціалъ V сомкнутаго проводника произвольной формы и находящагося въ токосостояніи во всякой точкѣ a его поля равенъ произведенію изъ токонапряженія проводника i (элек. маг. ед.) на величину тѣлеснаго угла ω, подъ которымъ проводникъ видѣнъ изъ a

$$V = i\,\omega . \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

при чемъ ω считается положительнымъ, если положительное токонаправленіе, разсматриваемое изъ a, совпадаетъ съ направленіемъ движенія часовой стрѣлки.

4. Примѣненія магнитнаго дѣйствія круговыхъ токовъ.

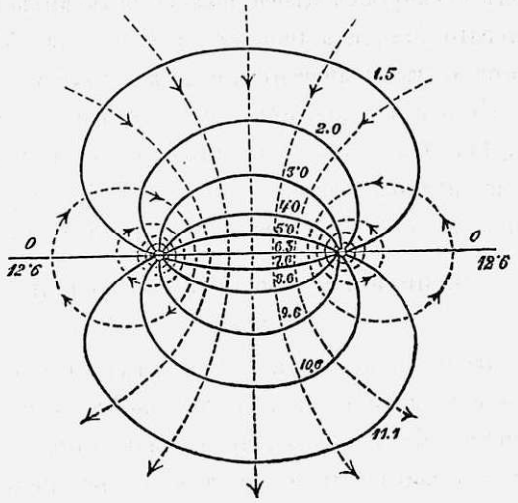
Магнитное поле круговаго тока.

§ 137. На фиг. 118 изображены линіи уровня (сплошныя) въ полѣ круговаго тока, плоскость котораго перпендикулярна къ плоскости чертежа и который пересѣкаетъ эту плоскость въ точкахъ a и b. При перемѣщеніи вдоль такой линіи уровня, съ каждой ея точки круговой токъ видѣнъ подъ однимъ и тѣмъ же тѣлеснымъ угломъ. Если же перемѣщаться вдоль (пунктирныхъ) линій силъ, то по мѣрѣ приближенія къ круговому току онъ видѣнъ подъ быстро возрастающимъ тѣлеснымъ угломъ. При вращеніи всей фигуры вокругъ оси круговаго тока, линіи уровня опишутъ чечевицеобразныя поверхности уровня, а линіи силъ—ольцеобразныя поверхности силъ этого тока.

Распредѣленіе магнитной силы вдоль оси круговаго тока.

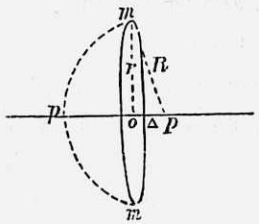
§ 138. Для того, чтобы опредѣлить силу магнитнаго дѣйствія кругового тока въ любой точкѣ его поля по любому направленію, нужно знать

Фиг. 118.



съ какой скоростью мѣняется V, а стало быть и ω, при перемѣщеніи по этому направленію вблизи этой точки. Попытаемся сдѣлать это для оси круговаго тока, которая представляетъ собою линію силъ съ незначительнымъ паденіемъ потенціала.

Фиг. 119.



Тѣлесный уголъ, подъ которымъ изъ точки P видѣнъ круговой токъ *mm* (фиг. 119), соотвѣтствуетъ шаровому сегменту *mpm*, отнесенному къ радіусу = 1. Если предположить OP = Δ очень малымъ, то этотъ шаровой сегментъ почти равняется полушару, т. е. 2π; точно будемъ имѣть:

$$\omega = 2\pi - 2\pi \frac{\Delta}{R} .$$

Такимъ образомъ потенціалы будутъ:

V_2 въ точкѣ P . . . $V_2 = 2\pi i - 2\pi i \frac{\Delta}{R}$

V_1 въ точкѣ 0 . . . $V_1 = 2\pi i$

откуда слѣдуетъ: $\frac{V_1 - V_2}{\Delta} = \frac{2\pi i}{R}$;

R почти равняется радіусу круга r. Поэтому паденіе потенціала, а стало

быть и магнитное напряженіе T въ центрѣ круговаго тока радіуса r будетъ

$$T = \frac{2\pi i}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ 9)$$

Равнымъ образомъ не представитъ труда вычислить такимъ же способомъ измѣненіе ω, а стало быть и V, въ точкѣ оси, отстоящей отъ окружности круга на длину R. Для магнитнаго напряженія въ этой точкѣ получимъ:

$$T = 2i \frac{\pi r^2}{R^3} = 2. \frac{if}{R^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ 10)$$

гдѣ $f = \pi r^2$ означаетъ площадь круговаго тока.

Магнитный моментъ круговаго тока.

Произведеніе if называется магнитнымъ моментомъ круговаго тока. Непосредственными измѣреніями было доказано, что круговые токи дѣйствуютъ на большія разстоянія R (и сами подвергаются дѣйствію равномѣрнаго поля) совершенно подобно элементарнымъ магнитамъ одинаковаго съ ними магнитнаго момента, находящимся въ томъ же самомъ что и они мѣстѣ и имѣющимъ одинаковое съ ними направленіе осей. (Ср. § 108, ур. 2)).

Гальванометръ съ круговымъ токомъ.

§ 139. Во всѣхъ употребляющихся на практикѣ гальванометрахъ примѣняются круговые проводники тока, которые установливаются вдали отъ испытуемой системы токовъ, съ каковой они сообщаются соединительными проводниками; эти послѣдніе должны идти такъ близко другъ возлѣ друга, чтобы ихъ внѣшнія дѣйствія взаимно уничтожались.

Тангенсъ-бусоль Вебера.

Въ тангенсъ-бусоли Вебера магнитная стрѣлка помѣщена въ центрѣ круговаго тока. Плоскость послѣдняго устанавливается въ магнитномъ меридіанѣ. Отклоненіе стрѣлки α соотвѣтствуетъ напряженію магнитнаго дѣйствія тока T

$$T = H \operatorname{tg}\alpha \text{ (Ср. ур. 2) § 127),}$$

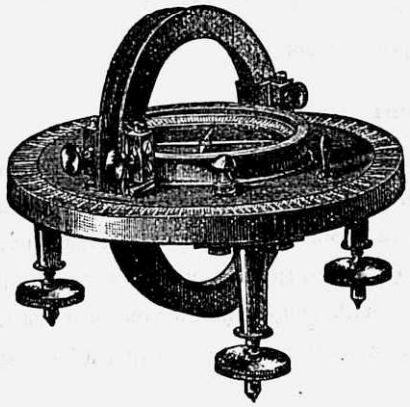
а стало быть токонапряженію

$$i = \frac{rH}{2\pi} \operatorname{tg}\alpha = C . \operatorname{tg}\alpha \text{ (ср. ур. 9)}$$

Переводный множитель C этого гальванометра имѣетъ еще значительную величину, а стало быть приборъ обладаетъ малою чувствительностью. Токъ въ 0·64 сн. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$ (элек. маг. ед.) $=$ 6·4 ампера отклоняетъ стрѣлку бусоли, у которой r $=$ 20 сн. (C $=$ 0·64), на 45°. Токъ въ 0·32 ампера даетъ отклоненіе въ 0·1 дуговыхъ единицъ.

На фиг. 120 изображенъ такой гальванометръ, который кромѣ того снабженъ приспособленіемъ, позволяющимъ плоскость круговаго тока вращать вслѣдъ за отклоненной стрѣлкой и слѣдовательно подвергать послѣднюю всегда максимальному дѣйствію тока. Такимъ образомъ можно стрѣлкѣ сообщать большія отклоненія, такъ что уже синусъ угла отклоненія α будетъ пропорціоналенъ токо-напряженію

Фиг. 120.



§ 140. Стрѣлка гальванометра должна имѣть меньшіе размѣры, чѣмъ то пространство магнитнаго поля тока, въ которомъ всюду имѣется приблизительно одно и тоже напряженіе.

Пространство вокругъ центра круговаго тока (r $=$ 20 сн.), напряженіе котораго вездѣ одинаково съ точностью до 0,1%, простирается не болѣе, какъ на 8 мм.^{2} Поэтому стрѣлка буссоли Вебера не должна быть длиннѣе 8 мм.

Гальванометръ Гельмгольца.

Равномѣрное магнитное поле тока протяженіемъ въ нѣсколько сантиметровъ можетъ быть получено на серединѣ между двумя равными и параллельными круговыми токами, отстоящими другъ отъ друга на длину ихъ радіуса.

Стрѣлка снабженнаго такими круговыми проводниками гальванометра Гельмгольца (см. также фиг. 121, изображающую гальванометръ Гогэна) можетъ поэтому быть въ нѣсколько сантиметровъ длиною и можетъ быть неравномѣрно намагничена, а всетаки гальванометромъ этимъ могутъ

быть произведены точныя измѣренія. Поле такого гальванометра въ 1·6 разъ сильнѣе поля Веберовскаго гальванометра.

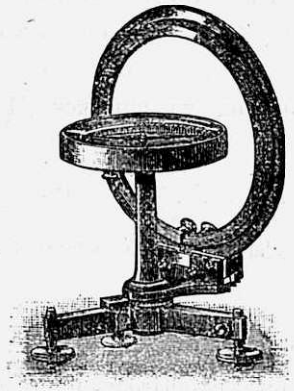
Дифференціальный гальванометръ Беккереля.

Если пропустить черезъ оба круга равные токи, но въ противоположныхъ направленіяхъ, то дѣйствія на стрѣлку взаимно уничтожатся. Если приборъ примѣняется такимъ образомъ, то его называютъ тогда дифференціальнымъ гальванометромъ (Беккерель), и въ качествѣ таковаго онъ можетъ служить для обнаруженія равенства двухъ токовъ при выравниваніи напр. сопротивленій во включенныхъ параллельно вѣтвяхъ.

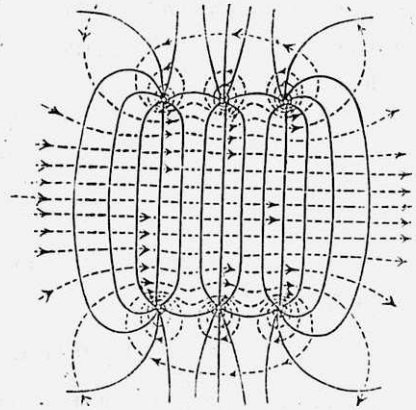
Соленоидъ.

§ 141. Можно сколько угодно усилить магнитное поле гальванометра, увеличивая число круговыхъ токовъ его. На фиг. 122 изображено

Фиг. 121.

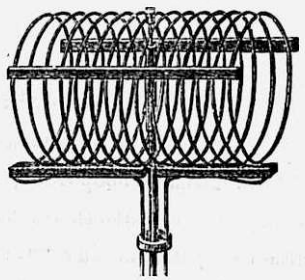


Фиг. 122.



Фиг. 123.

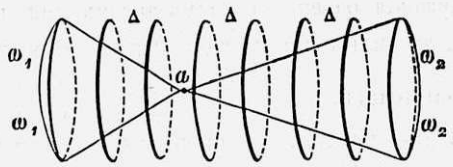
магнитное поле катушки въ три оборота, которые согласно фиг. 123 включены параллельно. Такая проволочная спираль (соленоидъ) заключаетъ почти во всемъ пространствѣ внутри себя равномѣрное поле, т. е. поле съ параллельными прямолинейными линіями силъ и съ одинаковымъ напряженіемъ.



Распредѣленіе магнитной силы вдоль оси соленоида.

Работа перемѣщенія соленоида на одинъ ходъ витка Δ противъ произвольныхъ силъ равна работѣ перемѣщенія одного витка на всю длину соленоида (Тумлирцъ). Сила f, съ которою единица количества магнитизма, находящаяся въ точкѣ *a* (фиг. 124) на оси спирали, стремится перемѣстить спираль по направленію оси, опредѣляется уравненіемъ $f\Delta = i(\omega_1 - \omega_2)$.... 11), гдѣ ω_1 и ω_2 суть тѣлесные углы, подъ которыми видны изъ *a* первый и послѣдній обороты; $i\omega_1$ есть слѣдовательно потенціалъ перваго оборота въ *a*, т. е. потенціальная энергія этого оборота и единицы магнетизма въ *a*. Поэтому $i(\omega_1 - \omega_2)$ есть измѣненіе энергіи при перемѣщеніи одного оборота съ одного конца спирали къ другому, или работа $f\Delta$, которая должна быть при этомъ произведена.

Фиг. 124.



Если r радіусъ и n число оборотовъ спирали, то выраженіе 11) можно примѣнять въ слѣдующей формѣ:

$$f = 2in\frac{\pi r^2}{R^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 12)$$

Это уравненіе вполнѣ точно только при дѣйствіи на большое разстояніе R.

Мультипликаторъ.

§ 142. Уравненіе гальванометра, проводникъ котораго въ n (=100) оборотовъ свернутъ въ видѣ катушки радіуса r (=20 сан.), имѣетъ видъ по ур. 12).

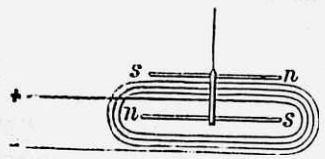
$$i = \frac{r}{2\pi n} H \operatorname{tg}\alpha = 0 \cdot 0064 . \operatorname{tg}\alpha$$

Градуированіе мультипликатора.

Очень чувствительные гальванометры (мультипликаторы) содержатъ многія тысячи оборотовъ, которыя плотною массою окружаютъ стрѣлку, (могущую вдобавокъ быть астатической) фиг. 125. Переводный множитель такого мультипликатора не можетъ быть опредѣленъ съ надлежащею точностію изъ его размѣровъ.

Его опредѣляютъ, сравнивая показаніе мультипликатора съ показаніемъ абсолютнаго гальванометра или же вольтаметра, включеннаго въ ту же цѣпь. Передъ мультипликаторомъ включается при этомъ небольшое шунтовое сопротивленіе (§ 66), которое отводитъ отъ мультипликатора большую и могущую быть вычисленной часть тока, проходящаго черезъ служащій для сравненія гальванометръ, и препятствуетъ слѣдовательно показаніямъ мультипликатора выйти изъ предѣловъ возможности отсчитыванія. Мультипликаторы этого рода употребляются при измѣреніяхъ упомянутыхъ въ § 132.

Фиг. 125.



Выборъ переводнаго множителя.

§ 143. Для данной цѣли далеко не всегда выбираютъ наиболѣе чувствительный гальванометръ, такъ какъ отклоненіе для зеркальной шкалы не должно превосходить 0,2 дуговой единицы, для непосредственнаго же отчета 60°. Но если даже и стремятся къ большой чувствительности, то и тогда, особенно при небольшихъ электровозбудительныхъ силахъ, не употребляютъ гальванометры съ большимъ числомъ оборотовъ, т. е. съ большимъ сопротивленіемъ. Выгодно выбирать сопротивленіе гальванометра равнымъ внѣшнему сопротивленію.

Въ мостѣ Уитстона (§ 68), который всегда находится при незначительной разности потенціаловъ, вводятъ поэтому мультипликаторъ съ астатической системой стрѣлокъ (G фиг. 65 и фиг. 125) и съ небольшимъ числомъ оборотовъ толстой проволоки; чувствительность же мультипликатора достигается не усиленіемъ магнитнаго дѣйствія тока, но ослабленіемъ направляющей силы земнаго магнитизма.

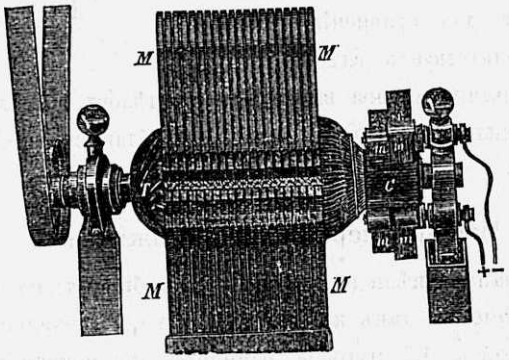
Электродвигатели. Выборъ числа оборотовъ проволоки въ ихъ катушкахъ.

§ 144. Эти замѣчанія относятся также и къ тому случаю, когда магнитной силою катушки желаютъ съ выгодою воспользоваться въ двигателяхъ для приведенія въ дѣйствіе механизмовъ. Чѣмъ большею разностью потенціаловъ располагаютъ, тѣмъ въ большее число разъ можетъ быть удлиненъ и свернутъ дѣйствующій на разстояніе проводникъ.

Электродвигатель Гефнеръ-Альтенека.

Такимъ образомъ получаются электродвигатели, въ родѣ представленнаго на фиг. 126 электродвигателя Гефнеръ-Альтенека.

Фиг. 126.



Проводникъ, свернутый въ нѣсколько сотъ оборотовъ, представляетъ собою продолговатый клубокъ T; *m* представляютъ скользящіе контакты, къ которымъ примыкаютъ соединительные проводники; M—большое число неподвижныхъ магнитовъ, дѣйствіе которыхъ на проводники направлено по касательной къ послѣднимъ, идущимъ параллельно оси катушки; движеніе катушки передается дальше при помощи шкива и безконечнаго ремня.

Катушка состоитъ не изъ одного цѣльнаго куска проволоки, но изъ многихъ изолированныхъ другъ отъ друга и радіально расположенныхъ секторовъ. Контакты *m* снабжаютъ постоянно надлежащими токами обороты только двухъ секторовъ заразъ, причемъ это происходитъ во время прохожденія секторовъ непосредственно вблизи магнитныхъ полюсовъ, т. е. когда они испытываютъ сильное внѣшнее дѣйствіе. Во все же время пребыванія секторовъ въ бездѣйствующей части магнитнаго поля ихъ вредное сопротивленіе остается исключеннымъ изъ круга дѣйствія тока.

Моментъ вращенія, развиваемый подобной катушкой, не великъ (приблизительно въ $4 \cdot 10^7$ сп.^{2} гр. сек.$^{-2}$=0 · 4 кгр. метр.). Ее по этой причинѣ слабо нагружаютъ, такъ что она, получая большую скорость вращенія, можетъ произвести значительную работу.

5. *Электродинамическое дѣйствіе на разстояніе.*

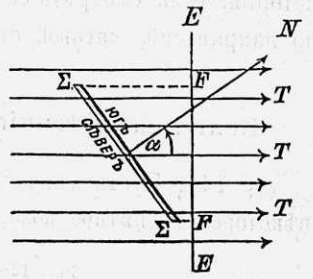
Равновѣсіе подъ вліяніемъ магнитныхъ силъ.

§ 145. Магнитная система приходитъ въ устойчивое равновѣсіе, если проявляемыя ею силы взаимодѣйствія произвели такую работу, какую допускаютъ имѣющіяся на лицо силы, сопротивляющіяся движенію системы; она находится въ неустойчивомъ равновѣсіи, если противъ проявляемыхъ системою силъ была произведена наибольшая возможная работа. Во всѣхъ прочихъ сочетаніяхъ составныхъ частей системы, послѣднія тотчасъ же приходятъ въ движеніе.

Величина потенціала магнитнаго слоя въ равномѣрномъ полѣ.

Пусть магнитный слой съ плоскимъ ограничивающимъ контуромъ Σ (фиг. 127), площадью F, толщиною Δ, плотностью намагничиванія d, а стало быть съ силою намагничиванія $\psi = \Delta d$, находится въ равномѣрномъ полѣ, напряженіе котораго T составляетъ съ нормалью N къ слою уголъ α.

Фиг. 127.



Работа A, которую нужно затратить, чтобы слой привести въ данное положеніе, будетъ получена обратно, если, находясь подъ дѣйствіемъ силы T, сѣверная поверхность слоя будетъ передвинута въ направленіи N на длину Δ до совпаденія съ южной поверхностью слоя (ср. § 108). При этомъ будетъ передвинуто: количество магнитизма F.d силою T. cosα на разстояніе Δ. Поэтому работа совпаденія $A = d\Delta$ T. F. cosα.

$$A = \psi T F \cos\alpha = \psi T \Phi \quad \ldots\ldots\ldots \quad 13)$$

Работа A, произведенная противъ силы T, имѣетъ наибольшее значеніе (ψ T F) при α=0. Въ этомъ положеніи магнитный слой находится въ неустойчивомъ равновѣсіи. Наименьшее значеніе (—ψ T F) работа эта получаетъ при $\alpha = 180°$. Въ этомъ положеніи слой находится въ устойчивомъ равновѣсіи, какъ это также можно усмотрѣть, замѣнивъ слой

элементарнымъ магнитомъ, имѣющимъ одинаковое со слоемъ направленіе намагничиванія.

$\Phi = F \cos \alpha$ выражаетъ собою въ ур. 13) проекцію линіями силъ T поверхности F на какую-нибудь плоскость уровня E.

Напряженіе трубки силъ.

§ 146. Произведеніе $T\Phi$ есть то давленіе, которое испытывало бы поперечное сѣченіе трубки силъ вслѣдствіе напряженія T, если это сѣченіе зарядить до плотности $= 1$. Это давленіе $T\Phi$ одинаково для всѣхъ сѣченій разсматриваемой трубки силъ, если послѣдняя даже и криволинейна (§ 23, фиг. 29) и называется напряженіемъ S ея.

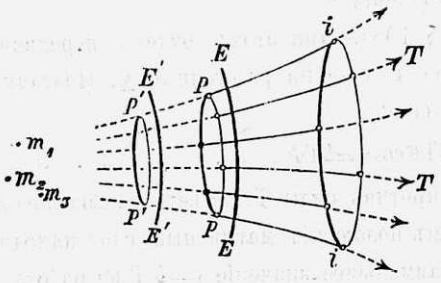
Работа A, которая потребна, чтобы ввести $\overset{\text{магнитный слой}}{\text{проводникъ}}$ въ любое магнитное поле, равна произведенію изъ $\overset{\text{силы намагничиванія}}{\text{токонапряженія}}$ ψ на сумму напряженій S трубокъ силъ, которыя проходятъ при этомъ черезъ ихъ поверхность. $A = -\psi \Sigma T \Phi$.

При этомъ тѣ части поверхности Φ считаются положительными, которыя, если смотрѣть со стороны $+$направленія силъ, огибаются токомъ по направленію часовой стрѣлки.

Величина потенціала тока въ неравномѣрномъ полѣ.

§ 147. Пусть магнитныя массы m_1, m_2, m_3 . . . . . производятъ нѣкоторое магнитное поле, нѣсколько линій силъ котораго представлены на фиг. 128 пунктиромъ.

Фиг. 128.

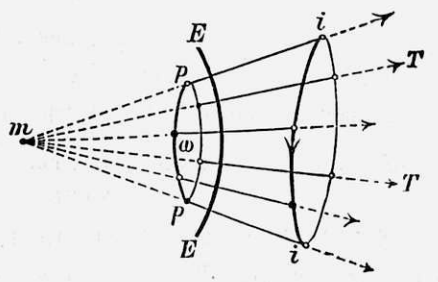


Будемъ проектировать съ помощью линій силъ контуръ проводника i на какую нибудь поверхность уровня E или E'. Проэкція p или p' вырѣжетъ изъ нихъ площадку Φ или Φ'. Если поверхность уровня была выбрана такъ, что внутри проекціи среднее напряженіе $T = 1$, то работа перенесенія тока изъ ∞ въ это положеніе просто равна $A = i\,\Phi$.

Потенціалъ тока на одинъ магнитный полюсъ.

Для одной только магнитной массы $m = +1$ (фиг. 129) поверхность уровня E, въ которой среднее напряженіе $T = 1$, есть шаровая поверхность радіуса $= 1$. Проекція p проводника i на эту шаровую поверхность, полученная при помощи линій силъ массы $+1$, вырѣзываетъ площадку ω, которая равна тѣлесному углу, подъ которымъ виденъ i изъ $+1$. И такъ будемъ имѣть, какъ намъ впрочемъ уже извѣстно (§ 118),

Фиг. 129.



$$A = \pm i\,\omega.$$

A есть работа перенесенія полюса $+1$ и тока i изъ ∞ въ положеніе фиг. 129, т. е. равно магнитному потенціалу, который i возбуждетъ въ точкѣ $+1$.

Для магнитной массы $+m$ поверхность уровня въ случаѣ $T = 1$ есть шаровая поверхность радіуса $r = \sqrt{m}$; проекція p вырѣзываетъ изъ нея площадку $\Phi = \omega r^2 = \omega m$. Въ этомъ случаѣ имѣемъ:

$$A = m.\ i.\ \omega.$$

A есть работа перемѣщенія m и i въ ихъ взаимное положеніе. Эту работу называютъ потенціаломъ m и i другъ на друга. Потенціалъ другъ на друга двухъ дѣйствующихъ на разстояніе тѣлъ такого же измѣренія какъ и работа (см.^{2} гр. сек.$^{-2}$). Значенія потенціала въ полѣ дѣйствующаго тѣла имѣютъ измѣренія работы на единицу количества магнитизма $\left(\text{см.}^{1/2}\ \text{гр.}^{1/2}\ \text{сек.}^{-1}\right)$.

Знакъ работы при передвиженіи тока въ магнитномъ полѣ.

§ 148. Если токонапряженіе i сохраняетъ постоянное значеніе, то проводникъ можно по произволу передвигать по поверхности трубки не производя магнитной работы, ибо проекція p (§ 128) при этомъ не измѣняется. Можно даже проводникъ перемѣщать совершенно по про-

изволу, не производя при этомъ работы, если только величина проекціи p, точнѣе сумма напряженій въ этой проэкціи, не измѣняется при этомъ перемѣщеніи.

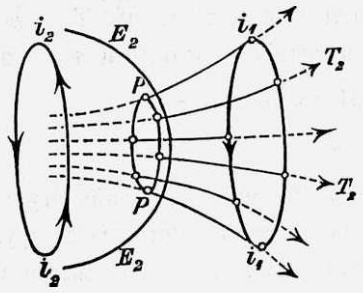
Если же поперечный разрѣзъ трубки силъ, которая обнимаетъ проводникъ, увеличивается, то этимъ получается работа, если + направленіе тока, наблюдаемое съ + направленія магнитныхъ силъ, происходитъ по направленію движенія часовой стрѣлки. Въ противномъ случаѣ перемѣщеніе происходило противъ электромагнитныхъ силъ.

Электродинамическое дѣйствіе и потенціалъ двухъ токовъ другъ на друга.

§ 149. Какъ въ полѣ магнитовъ, такъ и въ магнитномъ полѣ тока проводникъ, находящійся въ токосостояніи, пріобрѣтаетъ энергію. Магнитныя взаимодѣйствія двухъ токовъ (электродинамическія дѣйствія) были открыты Ампером вскорѣ послѣ опубликованія опытовъ Эрштедта. (§ 120).

Пусть даны два тока i_1 и i_2 (фиг. 130). Спроектируемъ при помощи линій силъ тока i_2 проводникъ i_1 на какую-нибудь поверхность уровня E_2 тока i_2 и опредѣлимъ сумму напряженій $\Sigma S = \Sigma T_2 \Phi$ внутри проекціи p (T_2 означаетъ магнитное напряженіе тока i_2 въ площадкахъ Φ проекціи p); тогда полная работа A переноса тока изъ безконечности въ это положеніе (потенціалъ токовъ другъ на друга) равна

Фиг. 130.



$$A = - i_1 \Sigma T_2 \Phi$$

Отрицательный знакъ правильно подобранъ по § 148 для избраннаго на фиг. 130 направленія тока. Напряженія T_2 проводника i_2 пропорціональны его токонапряженію; значитъ $T_2 = i_2 t_2$, при чемъ t_2 означаетъ силы, съ которыми дѣйствовалъ бы проводникъ i_2 при $i_2 = 1$ на магнитную массу + 1 въ площадкахъ Φ проекціи p. И такъ

$$A = - i_1 i_2 \Sigma t_2 \Phi = - i_1 i_2 Q \quad \ldots\ldots 14)$$

здѣсь передъ i_1 и i_2 надо поставить одинаковые знаки, если ихъ положительныя направленія, наблюдаемыя по направленію какой нибудь линіи

силъ T_2, идутъ въ одну сторону, если нѣтъ—знаки обратные. Въ послѣднемъ случаѣ, при приближеніи токовъ, работа будетъ положительная, т. е. *токи различныхъ направленій отталкиваются, одного направленія притягиваются.*

Коэффиціентъ индукціи.

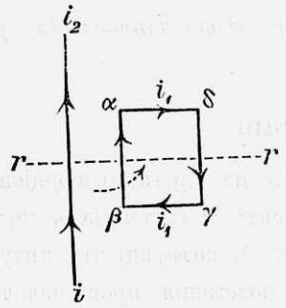
§ 150. Потенціалъ A двухъ токовъ другъ на друга пропорціоналенъ произведенію ихъ напряженій. Коэффиціентъ Q (потенціалъ двухъ токовъ другъ на друга при напряженіи ихъ = 1, коэффиціентъ индукціи) зависитъ только отъ формы и взаимнаго положенія проводниковъ. Q имѣетъ очень простое измѣреніе. A = работѣ = сан.^{2} гр. сек.$^{-2}$ і (въ электромагнитной системѣ § 126) = сан.$^{1/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$, поэтому $Q = \frac{\text{сан.}^2\ \text{гр.}\ \text{сек.}^{-2}}{\text{сан.}\ \text{гр.}\ \text{сек.}^{-2}} = \text{сан.}$, т. е. коэффиціентъ индукціи Q имѣетъ измѣреніе длины. Онъ растетъ вмѣстѣ съ длиной обоихъ проводниковъ и съ уменьшеніемъ разстоянія между ними. Вычисленіе его ($Q = \Sigma t_2 \Phi$; ур. 14) даже въ простѣйшихъ случаяхъ представляетъ значительныя геометрическія трудности.

Взаимодѣйствіе двухъ прямолинейныхъ токовъ.

§ 151. Знакъ дѣйствія между замкнутыми параллельными токами былъ найденъ уже въ концѣ § 149. Если оба тока параллельны и одинаково направлены (фиг. 130), и если выводить токъ i_1 изъ этого положенія, вращая его вокругъ оси, лежащей въ его плоскости, то его проэкція уменьшается и слѣдовательно при этомъ должна производиться работа. Вращеніе это тотчасъ становится обратнымъ подъ взаимодѣйствіемъ токовъ, какъ только отпустятъ токъ i_1; слѣдовательно замкнутые токи, лежащіе въ наклоненныхъ другъ къ другу плоскостяхъ, стремятся по возможности стать параллельными и одинаково направленными. Убѣдиться въ этомъ можно на подвижныхъ проводникахъ Ампера.

Пусть i_2 будетъ прямолинейный токъ (фиг. 131). При вращени i_1 вокругъ i_2 какъ оси, контуръ i_1 вездѣ двигается по линіямъ силъ тока i_2, которые кругообразно огибаютъ прямолинейный токъ i_2. Слѣдовательно при этомъ работа не производится (§ 148), i_1 такъ же мало приходить въ

Фиг. 131.



движеніе, какъ магнитъ, вращающійся около i_2, какъ около оси (§ 122).

Если приближать i_1 къ i_2, то сторону α β обнимаются все новыя трубки силъ, въ то время, какъ другія выходятъ изъ ребра γδ. Но въ первыхъ господствуетъ большее напряженіе T_2 вслѣдствіе большей близости ихъ къ i_2. Положительный токъ въ i_1, наблюдаемый съ положительнаго направленія линій силъ (пунктирной стрѣлки на фиг. 131), идетъ по направленію часовой стрѣлки. При приближеніи слѣдовательно αβ къ i_2 пріобрѣтается работа, (§ 148): токи притягиваются. Если вообразить i_1 весьма растянутымъ, такъ чтобы полукругъ αδγβ находился въ большомъ отдаленіи, то система наша превратится въ два прямолинейные параллельные тока. Таковые, слѣдовательно, притягиваются или отталкиваются, смотря по тому имѣютъ ли они одинаковыя или различныя направленія.

Если токъ i_1, вращая около оси r, вывести изъ плоскости чертежа, то поперечный разрѣзъ кольцеобразной трубки силъ, окруженной i_1, становится все меньше. Слѣдовательно при этомъ нужно произвести работу. Скрещивающіеся прямолинейныя токи стремятся встать параллельно и идти въ одну сторону. Испытать это можно на приборѣ Ампера.

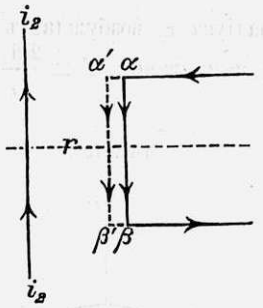
Величина электродинамическаго отталкиванія двухъ прямолинейныхъ токовъ.

§ 152. Дѣйствіе T_2 тока i_2 на разстояніи r опредѣляется по ур. 1) $T_2 = \frac{2i_2}{r}$. Работа перенесенія части α β (ф. 132) тока длиной въ l на разстояніе Δ до положенія α' β' равна $i_1 F T_2 = i_1 . \Delta l . \frac{2i_2}{r}$, гдѣ $F = \Delta l$ есть площадь αα' β' β.

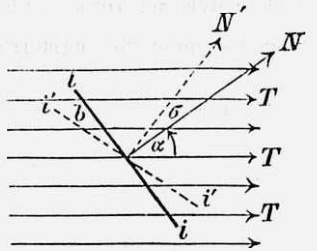
Сила f, противъ которой производится работа на пути Δ, равна поэтому $f = 2i_1 i_2 \frac{l}{r}$. Съ этой силой и отталкиваются токи.

Дѣйствіе на разстояніе двухъ параллельныхъ частей тока длиною въ 10 сантиметровъ, расположенныхъ на разстояніи 1 сантиметра,

Фиг. 132.



Фиг. 133.



составляетъ для $i_1 = i_2 = 1$ амперу $= 0{\cdot}1$ (c. g. s электромагнитн. единицъ), не болѣе 0·2 (c. g. s) $= 0{\cdot}_3 2$ граммовѣса.

Моментъ вращенія сомкнутаго тока въ равномѣрномъ полѣ.

§ 153. Сомкнутый токъ въ равномѣрномъ полѣ подобно магниту не испытываетъ никакого параллельнаго перемѣщенія, но подвергается вращенію (§ 100), такъ какъ вслѣдствіе параллельнаго перемѣщенія не мѣняется проэкція тока на поверхность уровня поля, а поэтому и не производится никакой работы.

Для перемѣщенія сомкнутаго тока (ф. 133) площади F въ равномѣрное поле съ напряженіемъ T такимъ образомъ, чтобы ось N составляла съ T уголъ α, нужно по ур. 13) произвести работу

$$A = i\ T\ .\ F.\ \mathrm{Cos}\ \alpha.$$

При дальнѣйшемъ вращеніи на малый уголъ σ слѣдовательно

$$A' = i\ T.\ F\ \mathrm{Cos}\ (\alpha + \sigma) = i\ T\ F\ (\mathrm{Cos}\ \alpha - \sigma\ \mathrm{Sin}\ \alpha).$$

Здѣсь положено cos σ = 1 и Sin σ = σ, что можетъ быть допущено для малыхъ угловъ α. A' — A есть работа, произведенная при вращеніи на уголъ σ,

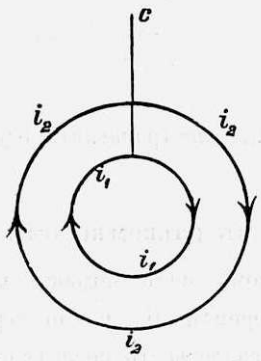
$$A' - A = i\ T\ F\ \mathrm{Sin}\ \alpha\ .\ \sigma.$$

И такъ $i\ T\ F\ \mathrm{Sin}\ \alpha = D$ есть моментъ вращенія, который прявляетъ магнитная сила поля на токъ, находящійся въ положеніи α; далѣе $i\ T\ F$ есть направляющій моментъ, приложенный къ току для $\alpha = 90^\circ$. Токъ стремится встать такъ, чтобы его плоскость пересѣкала перпендикулярно линіи силъ T, и чтобы + направленіе его, наблюдаемое въ + направленіи линій силъ, совпадало съ направленіемъ движенія часовой стрѣлки.

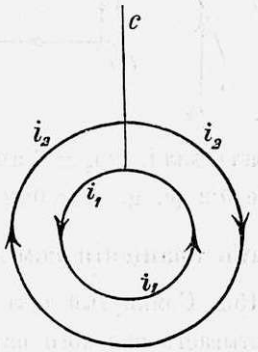
Коэффиціентъ индукціи концентрическихъ круговыхъ токовъ.

§ 154. Круговой токъ i_2 (ф. 134) радіуса r_2 возбуждаетъ въ своемъ центрѣ почти однородное магнитное поле напряженія $T = \frac{2\pi i_2}{r_2}$ (§ 138).

Фиг. 134.



Фиг. 135.



Второй токъ i_1 (малаго) радіуса r_1, подвѣшенный на шелковинкѣ c, стремится прійти въ плоскость i_2 (какъ на фиг. 134), такъ чтобы ихъ направленія совпадали. Выведенный изъ этого положенія на уголъ α, онъ опять стремится вернуться къ нему и именно по § 153 съ моментомъ вращенія

$$D = i_1\ T.\ \pi r_1^2.\ \mathrm{Sin}\ \alpha = i_1\ i_2 \cdot \frac{2\pi^2 r_1^2}{r_2} \cdot \mathrm{Sin}\ \alpha \ldots\ 15\ a)$$

Работа A, требуемая для приведенія тока i_1 въ это положеніе, опредѣляется по ур.

$$A = i_1\ T \cdot \pi\ r_1^2.\ \cos\ \alpha = i_1\ i_2 \cdot \frac{2\pi^2 r_1^2}{r_2} \cdot \cos\ \alpha \ldots\ 15)$$

Работа A, потребная для поворота тока i_1 изъ положенія неустойчиваго равновѣсія (фиг. 135) на уголъ α, равна

$$A = -\ i_1\ i_2 \cdot \frac{2\pi^2 r_1^2}{r_2} \cdot \mathrm{Cos}\ \alpha.$$

$\pi\ r_1^2\ \mathrm{Cos}\ \alpha$ есть эллиптическое сѣченіе трубки силъ, заключающей i_1; $T.\ \pi\ r_1^2.\ \cos\ \alpha = i_2 \cdot \frac{2\pi r_1^2}{r_2}$. $\mathrm{Cos}\ \alpha$ есть полное напряженіе (§ 146) въ этой трубкѣ силъ. Слѣдовательно $Q = 2\pi^2\ \frac{r_1^2}{r_2} \cdot \cos\ \alpha$ есть коэффиціентъ

индукціи (§ 150) обоихъ круговыхъ токовъ, если ихъ плоскости скрещиваются подъ угломъ α.

Коэффиціентъ индукціи коаксіальныхъ катушекъ.

Взаимодѣйствіе токовъ увеличивается въ $n_1\ n_2$ разъ, если вмѣсто i_1 взять катушку въ n_1, а вмѣсто i_2—катушку въ n_2 оборотовъ.

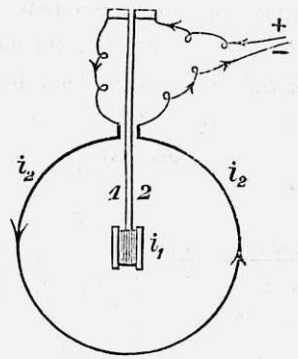
Коэффиціентъ индукціи такихъ коаксіальныхъ катушекъ

$$Q = 2\pi^2\ n_1\ n_2\ \frac{r_1^2}{r_2}.$$

Динамометръ Вебера.

§ 155. Можно расположить обѣ катушки послѣдовательно въ одной и той же цѣпи. Тогда $i_1 = i_2$ и абсолютное измѣреніе токонапряженія і одинаковаго для обѣихъ катушекъ достигается по ур. 15 a) однимъ наблюденіемъ ихъ дѣйствія на разстояніе. Подобный простой случай абсолютнаго электрическаго измѣренія есть опредѣленіе заряда двухъ кондукторовъ, доведенныхъ, передъ наблюденіемъ ихъ взаимодѣйствія, помощью прикосновенія къ равнымъ электрическимъ потенціаламъ. Во всѣхъ другихъ случаяхъ при абсолютныхъ электрическихъ или магнитныхъ измѣреніяхъ необходимы три наблюденія дѣйствія на разстояніе. Ср. § 109.

Фиг. 136.



Катушку i_1 подвѣшиваютъ бифилярно къ ея соединительнымъ проволокамъ 1 и 2 (фиг. 136) такимъ образомъ, чтобы оси обѣихъ катушекъ образовали уголъ $\alpha = 90°$ (электродинамометръ Вебера). Моментъ вращенія D, который тогда испытываетъ i_1, равенъ

$$D = i^2\ Q = i^2 \cdot 2\pi^2\ n_1\ n_2\ \frac{r_1^2}{r_2}$$

Направленіе отклоненія катушки зависитъ отъ способа ея включенія и не зависитъ отъ направленія тока.

Для $n_1 = n_2 = 100$; $r_1 = 2$ сн.; $r_2 = 20$ сн. $D = 39000\ i_2$.

Токъ въ $0_8 \cdot 1$ (сн. $^{1}/_{2}$ гр. $^{1}/_{2}$ сек.$^{-1}$ элекромагн. ед.) $= \frac{1}{1000}$ ампера проявляетъ тогда моментъ вращенія въ $0_8 \cdot 4$ (сн.^{3} гр. сек.$^{-2}$), который можетъ повернуть катушку, подвѣшенную бифилярно на проволокахъ въ 20 сн. длины и 0·5 сн. взаимнаго разстоянія, на 0·1 дуговыхъ единицъ.

IV. О явленіяхъ индукціи.

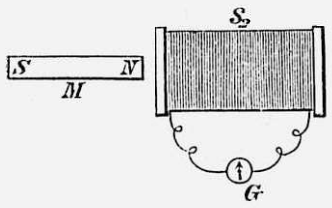
1. *Индукція токосостоянія.*

Дѣйствія на разстояніе не механическаго свойства.

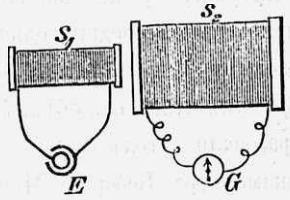
§ 156. Электрическія и магнитныя дѣйствія на разстояніе не суть исключительно механическія. Наэлектризованное тѣло приводитъ расположенный вблизи его совершенно ненаэлектризованный проводникъ не только въ движеніе но и въ электрическое состояніе (электризація черезъ вліяніе § 6). Магнитъ сообщаетъ магнитныя свойства совершенно ненамагниченному желѣзному стержню, пока тотъ находится вблизи его (намагничиваніе черезъ вліяніе § 174). Поэтому можно было надѣяться, что одного близкаго присутствія проводника, находящагося въ установившемся токосостояніи, будетъ достаточно, чтобы привести другой проводникъ въ то же состояніе.

Однако сильный магнитъ M (фиг. 137) или катушка S_1, приведенная въ сильную степень токосостоянія элементомъ E (фиг. 138), могутъ

Фиг. 137.



Фиг. 138.



находиться вблизи или даже внутри катушки S_2, безъ того, чтобы гальванометръ G, включенный въ цѣпь послѣдней, обнаруживалъ присутствіе тока въ этой цѣпи.

Такимъ образомъ въ электромагнитныхъ системахъ, находящихся въ покоѣ, исключена возможность возникновенія продолжительныхъ токовъ, индуктированныхъ дѣйствіемъ на разстояніе. Однако токи такіе могутъ быть получены и Мих. Фарадей (1791—1867) былъ первый, который достигъ этого результата.

Индукція движеніемъ.

§ 157. Если перемѣщать катушку S_2 относительно магнита M или катушки S_1, то стрѣлка гальванометра тотчасъ указываетъ на присутствіе тока, продолжающагося однако только во время относительнаго движенія индуктирующихъ тѣлъ S_1 или M по отношенію къ катушкѣ S_2. Только пока происходитъ измѣненіе магнитнаго поля появляется токъ, а по прекращеніи измѣненія онъ тоже прекращается. При измѣненіи направленія движенія, токъ также мѣняетъ свое направленіе на обратное (Фарадей 1831).

Направленіе индуктированнаго тока.

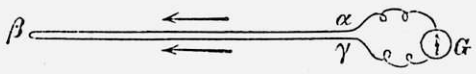
1-е Положеніе. Если во время этого движенія, внутри части трубки силъ, обхватываемой катушкой S_2 $\begin{matrix}\text{увеличивается}\\\text{уменьшается}\end{matrix}$ напряженіе магнитной силы, исходящее отъ индуктора S_1 (первичнаго проводника) или отъ магнита M, то во вторичномъ проводникѣ S_2 происходитъ паденіе потенціала, токонапряженіе, положительное направленіе котораго, наблюдаемое по положительному направленію магнитной силы, кажется $\begin{matrix}\text{не по}\\\text{по}\end{matrix}$ направленію движенія часовой стрѣлки.

Поэтому если магнитъ M приближать къ катушкѣ S_2 его $\begin{matrix}\text{сѣвернымъ}\\\text{южнымъ}\end{matrix}$ концомъ, то индуктированный токъ, разсматриваемый со стороны магнита, идетъ $\begin{matrix}\text{противъ}\\\text{по}\end{matrix}$ направленію часовой стрѣлки. Если $\begin{matrix}\text{приближаютъ}\\\text{удаляютъ}\end{matrix}$ катушки S_1 и S_2, то въ послѣдней появляется индуктированный токъ $\begin{matrix}\text{противополн.}\\\text{одинаков.}\end{matrix}$ направленія, съ установившимся токомъ въ S_1.

Одинаковое отношеніе къ индукціи всѣхъ веществъ.

§ 158. 2-е положеніе. Паденіе потенціала, индуктированное въ S_2, не зависитъ отъ матеріала проводника S_2 и его поперечнаго сѣченія. Поэтому токонапряженіе индуктированнаго тока обратно пропорціонально при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ сопротивленію проводника. Доказать это можно такъ: двѣ проволоки $\alpha\beta$ и $\beta\gamma$ изъ различнаго матеріала и различнаго поперечнаго сѣченія включаются послѣдовательно въ цѣпь гальванометра G, какъ на фиг. 139, и располагаются вплотную другъ возлѣ друга. Если въ $\alpha\beta$ и $\gamma\beta$ индуктируются токи одного направленія (по направленію стрѣлокъ фиг. 139), то они въ обмоткѣ

Фиг. 139.



гальванометра будутъ имѣть различныя направленія и должны уничтожаться. Можно произвольно согнуть двойную проволоку $\overset{\alpha}{\gamma}\beta$ или намотать на ее катушку (двойная обмотка) и затѣмъ подвергнуть сильнымъ индуктивнымъ дѣйствіямъ и всетаки никогда нельзя будетъ обнаружить разности потенціаловъ на концахъ α и γ двойной катушки. И такъ индукція въ проволокахъ изъ различныхъ матеріаловъ, по одинаковой формы совершенно одинакова и одинаково направлена.

Поэтому несомнѣнно, что при всякомъ измѣненіи магнитнаго поля и въ дурныхъ проводникахъ и въ непроводникахъ (воздухъ) индуктируется паденіе потенціала той же величины и направленія, какъ если бы они были хорошими проводниками. Работа при передвиженіи электрической точки въ перемѣнномъ магнитномъ полѣ (§ 80) не зависитъ слѣдовательно отъ природы среды, предполагая конечно, что она непроводникъ и въ магнитномъ отношеніи индифферентна.

Вліяніе проводимости.

Индуктированныя электрическія паденія потенціала обладаютъ тѣми же дѣйствіями, какъ и электрическія паденія потенціала, получаемыя другими способами: они обусловливаютъ производство тепловыхъ и химическихъ дѣйствій, обладаютъ магнитными дѣйствіями на разстояніи, въ случаѣ ихъ измѣненія, сами производятъ индукцію. Но всѣ эти дѣйствія, какъ и дѣйствія электрическаго паденія потенціала въ установившемся токѣ, зависятъ отъ проводимости проводника. Поэтому индукціонныя дѣйствія на непроводники мы замѣчаемъ не такъ легко, какъ на проводники.

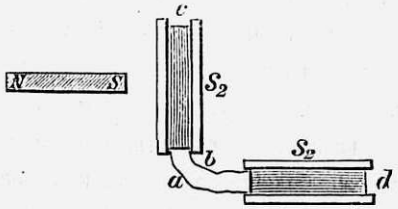
Законъ Ома имѣетъ силу и въ случаѣ индуктированныхъ токовъ.

§ 159. Индуктированное электрическое распредѣленіе потенціала во всѣмъ полѣ тѣлъ, дѣйствующихъ магнитно на разстояніе, опредѣляется движеніемъ этихъ тѣлъ. Если гдѣ-нибудь въ этомъ полѣ находится замкнутый или незамкнутый проводникъ, то онъ принимаетъ тѣ индуктированныя электрическіе потенціалы, которые были бы въ этомъ мѣстѣ, если бы его тамъ и не было. И такъ, индуктированное этимъ

способомъ электрическое распредѣленіе потенціаловъ въ системѣ проволокъ опредѣляется совершенно другими обстоятельствами, чѣмъ распредѣленіе электрическихъ потенціаловъ въ системѣ проволокъ, находящихся въ установившемся токосостояніи (§ 62). Это состояніе однако не продолжительно. Въ неизмѣримо короткій промежутокъ времени внутри проводника устанавливается распредѣленіе потенціаловъ, соотвѣтствующее законамъ Ома и Кирхгофа, такъ что присутствіе проводника нарушаетъ индуктированное электрическое распредѣленіе потенціаловъ такъ же, какъ и присутствіе проводника нарушаетъ распредѣленіе потенціаловъ въ статическомъ электрическомъ полѣ. Это уравниваніе индуктированныхъ токонапряженій внутри системы проволокъ анологично уравниванію температуры внутри проводника теплоты и уравниванію потенціала внутри электрическаго проводника.

Если только одна часть $a\,c\,b$ (фиг. 140) замкнутаго проводника испытываетъ замѣтное индукціонное дѣйствіе, а другая $b\,d\,a$ нѣтъ, то токонапряженіе i индуктированнаго тока опредѣляется какъ частное изъ индуктированной разности потенціаловъ e концовъ a и b вторичнаго проводника и сопротивленія w всей цѣпи, $a\,c\,b\,d\,a$, $i=\frac{e}{w}$. Индуктированныя разности потенціаловъ (электровозбудительныя силы) опредѣляютъ слѣдовательно общее токонапряженіе внутри цѣпи по тому же закону, какъ и электровозбудительныя силы другихъ родовъ (обусловленная химическими дѣйствіями разность потенціаловъ въ Вольтовыхъ элементахъ и др.).

Фиг. 140.

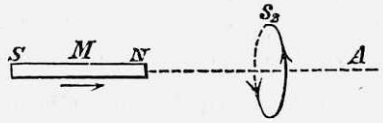


Многозначность индуктированнаго распредѣленія потенціаловъ.

Индуктированное электрическое распредѣленіе потенціаловъ (какъ и магнитное распредѣленіе потенціаловъ въ полѣ тока § 134) можетъ быть также многозначнымъ, что невозможно для электрическаго распредѣленія потенціаловъ, получаемаго другимъ путемъ.

Если вдоль оси круговаго замкнутаго проводника (ф. 141) перемѣщать магнитъ, то въ окружности проводника появляются опредѣленныя одинаково направленныя паденія потенціала; отсюда слѣдуетъ, что если магнитъ перемѣщать вдоль его оси, то индуктируемые имъ электрическіе потенціалы въ его полѣ распредѣляются вокругъ оси такъ же, какъ магнитные потенціалы въ полѣ прямолинейнаго тока.

Фиг. 141.



Индукція измѣненіемъ токонапряженія.

§ 160. 3-е положеніе. Индуктирующее дѣйствіе измѣненія магнитнаго напряженія внутри трубки силъ, обхватываемой вторичнымъ проводникомъ S_2 (ф. 138), не зависитъ отъ причины этого измѣненія. Поэтому индуктированный токъ имѣетъ такое же направленіе и величину, когда первичный токъ приближаютъ или удаляютъ, какъ и тогда, когда послѣдній, соотвѣтственно, усиливаютъ или уменьшаютъ.

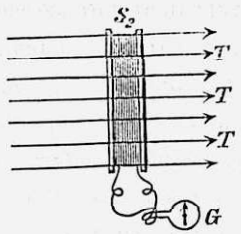
И такъ, при ослабленіи или усиливаніи тока въ первичномъ проводникѣ, возникаетъ во вторичномъ проводникѣ, соотвѣтственно, одинаково или противоположно направленный индуктированный токъ. Если внезапно прервать или замкнуть первичный токъ, то это имѣетъ такое же большое дѣйствіе, какъ если бы его внезапно совершенно удалили или приблизили изъ безконечности.

Индукція измѣненіемъ поперечнаго сѣченія трубки силъ.

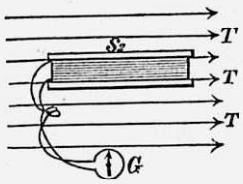
§ 161. 4-е положеніе. Увеличеніе поперечнаго сѣченія огибаемой S_2 магнитной трубки силъ имѣетъ то же индуктивное дѣйствіе, какъ увеличеніе магнитнаго напряженія внутри этой трубки. Пусть катушка S_2 (ф. 142) находится въ равномѣрномъ магнитномъ полѣ постояннаго напряженія T, направленіе котораго совпадаетъ съ ея осью. Въ то время, какъ ее выводятъ изъ этого положенія, вращая по какому-нибудь направленію, въ ней возникаетъ индуктированный токъ, который циркулируетъ въ катушкѣ по направленію часовой стрѣлки (если смотрѣть по положительному направленію магнитныхъ силъ); то же произошло бы при ослабленіи силы T (§ 160). При этомъ вращеніи уменьшается поперечное сѣченіе трубки силъ, огибаемой S_2.

Если вращать катушку изъ положенія S_2 (ф. 143) въ какомъ-нибудь направленіи, то въ ней возникаетъ индуктированный токъ, идущій по ней противъ часовой стрѣлки (если смотрѣть по положительному направленію магнитныхъ силъ). Увеличеніе поперечнаго сѣченія трубки силъ, обнимаемой S_2, дѣйствуетъ слѣдовательно, какъ увеличеніе магнитной силы T внутри ея.

Фиг. 142.



Фиг. 143.



Зависимость индукціоннаго дѣйствія отъ измѣненія магнитнаго напряженія.

Отсюда видно, что индукціонныя дѣйствія опредѣляются измѣненіемъ произведенія магнитнаго напряженія T на площадь Φ поперечнаго сѣченія трубки силъ, т. е. измѣненіемъ магнитнаго напряженія $S = \Phi T$ (§ 146) внутри магнитной трубки силъ, огибаемой S_2.

Законъ пропорціональности.

§ 162. 5-е положеніе. Токонапряженіе, индуктированное во вторичномъ проводникѣ, пропорціонально при прочихъ равныхъ условіяхъ скорости измѣненія напряженія S внутри огибаемой имъ трубки силъ.

Это слѣдуетъ изъ того, что отклоненіе стрѣлки гальванометра G (Фиг. 143) зависитъ отъ величины, но не отъ скорости этого измѣненія Здѣсь имѣетъ мѣсто только кажущееся противорѣчіе (Ф. Нейманъ). Если напряженіе S во время t измѣняется на величину σ, слѣдовательно со скоростью $\frac{\sigma}{t}$, то по 5-му положенію

$$i = \text{Const.} \frac{\sigma}{t}.$$

Но для отклоненія α, испытываемаго стрѣлкой отъ мгновеннаго индуктированнаго тока, имѣемъ (§ 132 ур. 5)

$$\alpha = \text{Const. } it$$

откуда слѣдуетъ $\alpha = \text{Const. } \sigma$.

Отклоненіе α слѣдовательно должно зависѣть отъ величины σ, но не отъ времени t (во всякомъ случаѣ короткаго), въ которое совершается это измѣненіе, какъ это на самомъ дѣлѣ и наблюдается. Равнымъ образомъ отклоненіе стрѣлки гальванометра G (ф. 138) зависитъ только отъ измѣненія положенія M или S_1, а время, въ которое происходитъ это измѣненіе, остается безъ вліянія (пока оно меньше, чѣмъ продолжительность отклоненія стрѣлки). Подобное же имѣетъ мѣсто для измѣненія токонапряженія въ S_1. Убѣдиться въ этомъ можно опытомъ.

Уравненіе индукціи.

§ 163. Напряженіе S внутри трубки силъ, замкнутой S_2, можетъ быть также представлено произведеніемъ

$$J_1 \, Q = S$$

(ср. урав. 14), гдѣ Q представляетъ коэффиціентъ индукціи катушекъ другъ на друга, а J_1 токонапряженіе первичнаго тока.

Измѣненіе S равное σ, соотвѣтствующее измѣненію Q равному q и одновременному измѣненію J_1 равному i, опредѣляется изъ уравненія:

$$(S+\sigma) = (J_1+i)\,(Q+q).$$

При предположеніи, что всѣ эти измѣненія очень малы, выходитъ послѣ перемноженія и сокращенія:

$$\sigma = Qi+J_1\,q.$$

Если эти измѣненія происходятъ во время t, то гальванометръ G (по положенію 5) обнаруживаетъ индуктированное токонапряженіе, или свободные концы *ab* катушки S_2 обнаруживаютъ индуктированную электрическую разность потенціаловъ V, пропорціональную скорости измѣненія $\frac{\sigma}{t}$.

$$V = \text{Const.}\,\left(Q\,\frac{i}{t}+J_1\frac{q}{t}\right) \ldots\ldots\ldots 16).$$

Если проводники S_1 и S_2 имѣютъ неизмѣнное положеніе по отношенію другъ къ другу ($Q = \text{Const.}, q = 0$), то изъ ур. 16) слѣдуетъ:

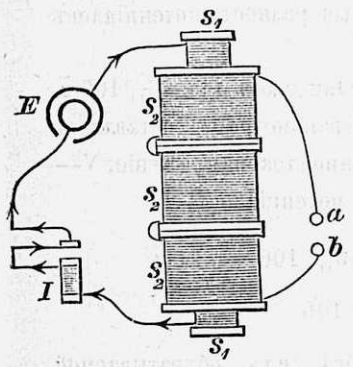
$$V = \text{Const.}\;Q.\;\frac{i}{t} \ldots\ldots\ldots 17).$$

Спираль Румкорфа.

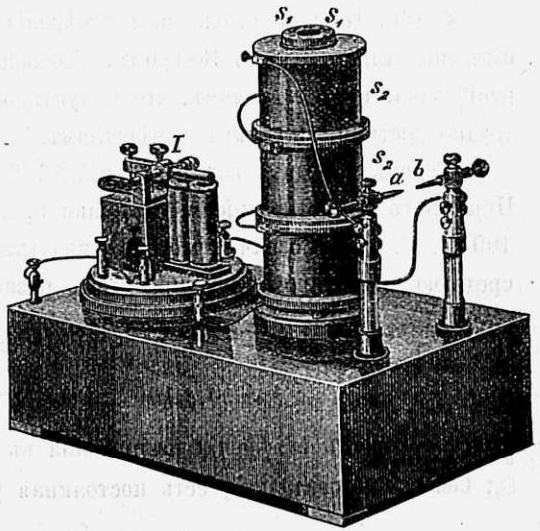
§ 164. Если хотятъ получить возможно полное индукціонное дѣйствіе, то по ур. 17) выбираютъ катушки со многими оборотами (высокаго коэффиціента индукціи § 154) и въ первичной катушкѣ устанавливаютъ

сильное токонапряженіе J_1, которое внезапно прерываютъ и вновь устанавливаютъ. Тогда $i=J_1$. Если электровозбудительная сила E батареи, дающей первичный токъ, ограничена, то увеличеніе числа оборотовъ (также и сопротивленія) катушки S_1 не можетъ идти очень далеко, ибо тогда, выигрывая въ величинѣ Q, теряютъ въ величинѣ $i=J_1$. По этимъ даннымъ построенъ индукціонный снарядъ Румкорфа (ф. 144 и 145). Вторичная

Фиг. 144.



Фиг. 145.



катушка S_2 во много тысячъ оборотовъ тонкой проволоки плотно обхватываетъ первичную катушку S_1, состоящую самое большее изъ 100 оборотовъ толстой проволоки. Быстрое прерываніе и замыканіе тока производитъ автоматическій молотокъ Нефа I (§ 184).

Теорія Неймана.

§ 165. Если во вторичномъ проводникѣ S_2, сопротивленіе котораго очень мало, имѣется установившееся токонапряженіе J_2 и индуктируется разность потенціаловъ V, то тогда J_2 производитъ въ каждую секунду на J_2 V больше теплоты, чѣмъ безъ этого (§ 56 ур. 5). Работа, произведенная электродинамическимъ дѣйствіемъ на разстояніе между S_1 и S_2 во время процесса индукціи, соотвѣтствуетъ одновременному измѣненію ихъ потенціала другъ на друга, т. е. измѣненію выраженія $J_2\,J_1\,Q$ (§ 149).

J_2—постоянно, если не принимать во вниманіе слабыхъ индуктированныхъ токовъ въ S_2. И такъ работа, произведенная въ одну секунду, выразится черезъ J_2 $(J_1 q + Q i)$ и должна равняться произведенной при этомъ теплотѣ J_2 V, откуда вытекаетъ выраженіе (ур. 16) для индуктированной разности потенціаловъ. Законъ индукціи (ур. 16 полож. 5) есть поэтому слѣдствіе принципа сохраненія энергіи (Ф. Нейманъ. 1840).

Нѣкоторыя количественныя данныя.

§ 166. Первыя абсолютныя измѣренія индукціонныхъ дѣйствій произведены Кирхгофомъ и Веберомъ. Своеобразныя трудности этихъ измѣреній заключаются въ томъ, что индуктированныя разности потенціаловъ трудно доступны прямымъ измѣреніямъ.

Веберъ исходитъ изъ измѣреній § 162-го. Они даютъ $i\,t = 0_{11} \cdot 106\ \sigma$. При этомъ сопротивленіе w катушки S_2 и гальванометра G составляетъ 100 Е. С. Если i означаетъ среднее индуктированное токонапряженіе, V—среднюю индуктированную при этомъ разность потенціаловъ, то

$$0_{11} \cdot 106 \cdot \frac{\sigma}{t} = i = \frac{V}{w} \text{ или } V = w \cdot 0_{11} \cdot 106\ \frac{\sigma}{t}$$

$$w \cdot 0_{11} \cdot 106 = \text{Const.} = 0_9 \cdot 106$$

$\frac{\sigma}{t}$ есть скорость измѣненія напряженія въ трубкѣ силъ, обхватываемой S_2; Const, слѣдовательно, есть постоянная уравненія индукціи 16):

$$V = 0{\cdot}_9 106 \left(Q\,\frac{i}{t} + J_1\,\frac{q}{t} \right)$$

Значеніе $0{\cdot}_9 106$ относится къ токонапряженіямъ i, выраженнымъ въ магнитныхъ единицахъ, и къ сопротивленіямъ w, выраженнымъ въ единицахъ Сименса.

Магнитная единица электрическаго потенціала.

§ 167. Выраженію 16) можно придать болѣе простую форму, а именно:

$$V = Q\,\frac{i}{t} + J_1\,\frac{q}{t} \text{ (въ магнитныхъ единицахъ),}$$

полагая слѣдовательно постоянную закона индукціи (ур. 16) равною единицѣ, а ея измѣреніе равнымъ нулю. Однако этимъ кладется въ основаніе измѣренія индуктированной разности потенціаловъ новая единица (магнитная единица мѣры разности потенціаловъ). Эту магнитную единицу разности потенціаловъ принимаютъ концы вторичной катушки S_2, если коэффиціентъ индукціи другъ на друга Q катушекъ S_1 и S_2 равенъ 1 сан. и скорость измѣненія $\frac{i}{t}$ первичнаго токонапряженія равна 1 (сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-2}$ магн. ед.) т. е., если оно въ каждую секунду уменьшается равномѣрно на 10 амперовъ.

Единица сопротивленія въ этой системѣ есть то сопротивленіе, въ которомъ опредѣленная такимъ образомъ единица разности потенціаловъ производитъ единицу токонапряженія (въ магнит. ед.)

По уравненію 18) эта магнитная единица сопротивленія равна $0{\cdot}_9 106$ единицъ Сименса $= 0{\cdot}_{20} 11$ сан.$^{-1}$ сек. (электростат. единицъ).

Магнитная единица токонапряженія $= 3.10^{10}$ сан. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$ (электрост. ед.) (§ 132). Отсюда для магнитной единицы разности потенціаловъ слѣдуетъ значеніе $0{\cdot}_{10} 33$ сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$ (электростат единицъ).

Измѣреніе магнитныхъ единицъ потенціала и сопротивленія.

Измѣреніе разности потенціаловъ въ магнитныхъ единицахъ равняется измѣренію произведенія $Q \cdot \frac{i}{t}$ (гдѣ Q = сан., а i = сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек. $^{-1}$), т. е. сан. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-2}$

Измѣреніе сопротивленія въ магнитныхъ единицахъ, равное слѣдовательно сан. сек.$^{-1}$, получилось случайно очень простымъ.

Практическія единицы потенціала и сопротивленія.

Эти новыя магнитныя единицы слишкомъ малы для практики. Практическая единица потенціала носитъ названіе вольта и опредѣляется:

1 вольтъ $= 10^8$ (сан. $^{3/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-2}$ магн. ед.).

Практическая единица сопротивленія носитъ названіе омъ и опредѣляется:

1 омъ $= 10^9$ (сан. сек.$^{-1}$ маг. ед.),

такъ что

$$\frac{1 \text{ вольтъ}}{1 \text{ омъ}} = 1 \text{ амперу.}$$

1 вольтъ $= \frac{1}{300}$ (сан. $^{1/2}$ гр. $^{1/2}$ сек.$^{-1}$ электростат. ед.) $= 1{\cdot}01$ Даніэля,

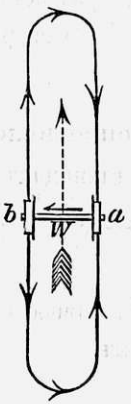
1 омъ $= 1 \cdot 06$ единицъ Сименса.

И такъ практическія единицы вольтъ и омъ къ счастью очень близко по величинѣ случайно подходятъ къ произвольнымъ единицамъ даніэлю и сименсу.

Поясненіе закона индукціи.

§ 168. Полная сила земнаго магнитизма дѣйствуетъ почти отвѣсно сверху внизъ. Если телѣжка W (ф. 146) катится съ юга на сѣверъ по проводящимъ рельсамъ, то въ ней возбуждается паденіе потенціала, направленное съ востока на западъ, которое приводитъ тогда по § 159 всю систему проводниковъ въ токосостояніе. Предлагается вывести это читателю изъ положенія 4-го § 161.

Фиг. 146



Въ подвижной скользящей части $a\,b$ прежде покоящагося проводника появляется индукціонный токъ, направленіе котораго перпендикулярно къ направленію линій силъ и къ направленію движенія.

Величина V разности потенціаловъ, индуктированной въ $a\,b$, опредѣляется по полож. 5).

$$V = T\,l\,v \text{ (въ магн. ед.)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 17)$$

гдѣ T есть магнитное напряженіе поля, l—длина скользящей части $a\,b$, v скорость, съ которою она двигается перпендикулярно къ направленію l и T. Токонапряженія, индуктированныя во всей системѣ проводниковъ, распредѣляются такъ, какъ будто они поддерживаются элементомъ съ электровозбудительной силой V, который включенъ въ вѣтвь $a\,b$.

Для $T = 0{\cdot}5$ (сан. $^{1}/_{2}$ гр. $^{1}/_{2}$ сек.$^{-1}$ ср. § 110), $l = 200$ сан., $v =$ 30 м/сек., по наблюденіямъ Кирхгофа и Вебера $V = 0{\cdot}003$ даніэля. Магнитная единица потенціала, вольтъ, равна разности потенціаловъ, индуктируемой въ скользящей части W (фиг. 146), длиною въ 1000 сантиметровъ, въ полѣ напряженія $T = 1000$ (сан. $^{1}/_{2}$ гр. $^{1}/_{2}$ сек.$^{-1}$). 1 вольтъ $=$ $1{\cdot}01$ даніэля. 1 омъ есть то сопротивленіе, въ которомъ разность потенціаловъ у борновъ въ 1 вольтъ производитъ токонапряженіе въ 1 амперъ 1 омъ $=$ $1{\cdot}06$ единицы Сименса.

Машины для полученія тока.

§ 169. Если вращать колесо Барлова (фиг. 105) по направленію движенія часовой стрѣлки, то въ цѣпи его возбуждается индуктированный токъ, напряженіе котораго пропорціонально скорости вращенія и слѣдовательно можетъ быть поддерживаемо при постоянномъ значеніи. Токъ этотъ направленъ по радіусу колеса сверху внизъ. Направленія: движенія, магнитныхъ силъ и тока перпендикулярны другъ къ другу подобно тому, какъ сѣверное, зенитное и восточное направленія. Если наоборотъ черезъ колесо пропустить токъ отъ элемента по этому направленію, то оно подъ вліяніемъ электромагнитнаго дѣйствія на разстояніе, исходящаго отъ магнита, будетъ вращаться по направленію противоположному движенію часовой стрѣлки.

Несравненно значительнѣе получается индуктивный токъ, доставляемый двигателемъ Сименса (§ 144), если его катушка приведена въ быстрое вращательное движеніе посредствомъ паровой машины. Такимъ образомъ получаютъ индуктированные токи постояннаго токонапряженія до 10 амперовъ. Разности потенціаловъ, которыя можетъ доставить такая машина, достигаютъ 40 вольтъ и опредѣляются числомъ оборотовъ катушки, скоростью вращенія и силой магнитовъ.

Электрическая передача силы на разстояніе.

Токъ, полученный отъ такой машины можно употребить на то, чтобы привести въ движеніе по § 144 второй двигатель Сименса. Это даетъ возможность передавать работу черезъ проводникъ на большія разстоянія.

Происхожденіе энергіи индуктированнаго тока.

170. *6-ое положеніе. Магнитное дѣйствіе на разстояніе индуктированнаго тока сопротивляется индуктирующему относительному движенію.* Положеніе это слѣдуетъ изъ правила Асипера § 124 и положенія 1) § 157 и можетъ замѣнить послѣднее. Во время индуктирующаго движенія должна слѣдовательно во что бы то ни стало производиться работа и эта работа доставляетъ энергію индуктированнаго тока, которая можетъ вновь обнаружиться въ дѣйствіяхъ на разстояніе, тепловыхъ дѣйствіяхъ или химическихъ реакціяхъ.

Качающаяся магнитная стрѣлка можетъ быть задержана въ своемъ движеніи дѣйствіемъ на разстояніе токовъ, которые индуктируются ею въ близь лежащихъ мѣдныхъ пластинкахъ. На этомъ основаны мѣдные успокоители Фуко для аперіодическаго движенія магнитной стрѣлки.

Экстра-токъ.

7-е Положеніе. Индуктирующее дѣйствіе индуктированнаго тока на первичный токъ усиливаетъ каждое измѣненіе послѣдняго. При $\frac{\text{ослабленіи}}{\text{усиленіи}}$ тока въ S_1 (фиг. 133) по полож. 3 § 160 возбуждается въ S_2 индуктированный токъ $\frac{\text{одинаковаго}}{\text{противополож.}}$ направленія, нарастаніе котораго производитъ въ S_1 дальнѣйшій индуктированный токъ $\frac{\text{противоположнаго}}{\text{опять противоп.}}$ направленія (экстра-токъ), который ускоряетъ $\frac{\text{ослабленіе}}{\text{усиленіе}}$ тока въ S_1.

Самоиндукція.

§ 171. Во время приращенія і токо-напряженія J въ проволокѣ, каждое продольное волокно ея оказываетъ на сосѣднія волокна индуктирующія дѣйствія, какъ и каждая проволока въ связкѣ близко другъ къ другу лежащихъ проволокъ индуктирующе дѣйствуетъ на сосѣднія проволоки.

Обозначимъ черезъ t время, въ теченіи котораго токо-напряженіе J куска проволоки измѣнится на величину і. Тогда разность потенціаловъ, индуктируемая въ этомъ кускѣ, $V = P\,\frac{i}{t}$. Ср. ур. 17. Постоянная P (коэффиціентъ самоиндукціи куска проволоки) пропорціональна длинѣ куска и сложнымъ образомъ зависитъ отъ формы поперечнаго сѣченія его. Она уменьшается съ возрастаніемъ поперечнаго сѣченія, ибо при этомъ токонапряженіе распредѣляется на далѣе отстоящія другъ отъ друга волокна проволоки.

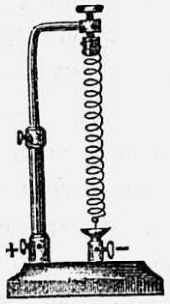
Электрическое колебаніе.

§ 172. Скорость, съ которой измѣняется разность потенціаловъ V концовъ C_1 C_2 проволоки P (фиг. 148), обладающей коэффиціентомъ самоиндукціи P, соотвѣтствуетъ поэтому скорости, съ которой измѣняется і, т. е. ускоренію, съ которымъ измѣняется J.

(Скорость измѣненія V) = P × (ускореніе измѣненія J).

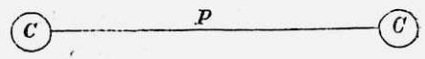
При этомъ предполагается, что P имѣетъ весьма малое сопротивленіе, такъ что никогда не бываетъ большой разности потенціаловъ на концахъ C_1 и C_2. Тогда разность потенціаловъ — V, соотвѣтствующая неравному заряду C_1 и C_2 должна быть равна и прямо противоположна индуктируемой разности потенціаловъ V.

Фиг. 147.



Автоматическій токопрерыватель для доказательства дѣйствія на разстояніе тока самого на себя.

Фиг. 148.



Если C означаетъ электроемкость оконечныхъ шариковъ C_1 и C_2 то для каждаго времени будемъ имѣть:

$$-J = C \times (\text{скорость измѣненія } V),$$

ибо произведеніе, стоящее въ правой части этого равенства означаетъ электрическій зарядъ, протекающій въ 1 секунду отъ C_1 къ C_2 (§§ 77, 17).

Отсюда выходитъ

$$-J = P.\ C \times (\text{ускореніе въ измѣненіи } J).$$

Съ этимъ можно сравнить отношеніе, существующее между ускореніемъ и пройденнымъ пространствомъ X тѣла, двигающагося подобно маятнику:

$$-X = \frac{1}{f} \times (\text{ускореніе въ измѣненіи } X).$$

гдѣ f означаетъ ускореніе для $X = 1$. Измѣненіе съ теченіемъ времени токонапряженія J въ смыкающей проволокѣ P разряжайющейся лейденской банки, обкладки которой имѣютъ емкость C будетъ соотвѣтствовать измѣненію положенія маятника. Періодъ этого измѣненія, т. е. время колебанія T, опредѣляется изъ уравненія $T = \pi\sqrt{P\,C}$ совершенно такъ же, какъ время качанія маятника дается формулой $T = \pi\sqrt{\frac{1}{f}}$ (Г. Кирхгофъ).

Опыты Феддерсена.

Пусть банка заряжена до разности потенціаловъ V. Къ концу времени $\frac{T}{2}$ послѣ того, какъ приложенъ разрядникъ P, эта разность по-

тенціаловъ упадетъ до 0, но токонапряженіе J въ P все возрастало. Во время своего исчезновенія это токонапряженіе индуктируетъ разность потенціаловъ +V и заряжаетъ при этомъ банку во время T до той же разности потенціаловъ, но съ обратнымъ знакомъ (—V), какъ и при началѣ процесса разряженія. Это колебаніе продолжается до тѣхъ поръ, пока вся энергія заряда банки не затратится на производство теплоты въ томъ пространствѣ, гдѣ перескакиваютъ искры. Феддерсенъ съумѣлъ наблюсти эту быструю перемѣну заряда лейденскихъ банокъ и показалъ, что искра лейденской банки, разсматриваемая во вращающемся зеркалѣ, можетъ быть разложена на рядъ искръ поперемѣннаго направленія, которыя слѣдуютъ другъ за другомъ въ интервалахъ $T = 0{,}_{6}1$ сек. приблизительно *).

Распространеніе электрическихъ колебаній.

§ 173. Магнитныя и электрическія силы исходятъ изъ тѣлъ, дѣйствующихъ на разстояніе, съ конечною скоростью (по всей вѣроятности со скоростью, равною скорости распространенія свѣта). Электрическое состояніе проволоки, пробѣгаемой колеблющимся разрядомъ лейденской банки, распространяется, исходя изъ этой проволоки, на подобіе лучей свѣта. Происходящіе такимъ образомъ лучи съ пространственно и временно періодическими электрическими свойствами испытываютъ, подобно лучамъ свѣта, у проводящихъ поверхностей отраженіе, у поверхности раздѣла двухъ непроводниковъ—преломленіе, металлами поглащаются, деревомъ пропускаются и могутъ быть собраны металлическими вогнутыми зеркалами въ пучки, сильное индуктирующее дѣйствіе которыхъ замѣтно еще и на большихъ разстояніяхъ. Падающій и отраженный отъ проводящей поверхности лучи комбинируются тамъ, гдѣ они налагаются другъ на друга, такъ же, какъ и интерферированный свѣтъ. Длина волны

*) Чтобы быть въ состояніи вычислить это по Кирхгофу, нужно сначала выразить емкость банки C въ магнитныхъ единицахъ. Такъ какъ въ магнитной системѣ единица количества электричества въ 3.10^{10} разъ больше (§ 132), а единица разности потенціаловъ въ 3.10^{10} разъ меньше (§ 167), то единица емкости будетъ въ 9.10^{20} разъ больше, чѣмъ въ электростатической системѣ единицъ. Поэтому батарея въ 600 (м. элек. стат. сист.) единицъ емкости имѣетъ

$$\text{Емкость } \frac{60000}{9.10^{20}} = 0{,}_{16}\,67 \text{ (сан.}^{-1} \text{ сек.}^{-2} \text{ маги. ед.).}$$

При помощи смыкающей проволоки съ коэффиціентомъ самоиндукціи $P = 10^{1}$ (сан. маги. сист.) батарея эта разряжается поэтому съ временемъ колебанія

$$T = \pi\sqrt{0{,}_{12}\,67} = 0{,}_{8}25 \text{ секундъ.}$$

лучей, испускаемыхъ самыми быстрыми электрическими колебаніями, которыя могли быть до сихъ поръ достигнуты, все еще составляетъ нѣсколько дециметровъ (Г. Герцъ 1888). Съ высказанными фактами находится въ связи электромагнитная теорія свѣта (Максуэлль).

2. Индукція магнитнаго состоянія.

Временное (индуктированное) намагничиваніе.

§ 174. Ненамагниченный кусокъ мягкаго желѣза (и нѣкоторыхъ другихъ веществъ) во все время нахожденія въ магнитномъ полѣ проявляетъ магнитныя дѣйствія. Это явленіе имѣетъ большое сходство съ индукціей токовъ въ магнитномъ полѣ и находится въ полнѣйшей аналогіи съ электризаціей проводниковъ черезъ вліяніе, находящихся въ электрическомъ полѣ. Для доказательства существованія такого явленія можно произвести опыты съ кусочками желѣза и опилками въ полѣ стальныхъ магнитовъ и токовъ.

Направленіе временнаго намагничиванія.

Направленіе временнаго намагничиванія, получаемаго въ кускѣ мягкаго желѣза E (фиг. 149) въ магнитномъ полѣ, совпадаетъ съ направленіемъ силъ поля.

Благодаря этому мягкое желѣзо притягивается обоими полюсами магнита.

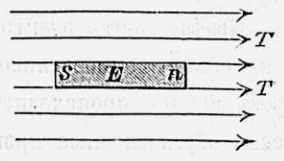
Сила и коэффиціентъ временнаго намагничиванія.

Сила временнаго намагничиванія въ широкихъ предѣлахъ пропорціональна напряженію поля. Магнитная плотность D, появляющаяся на концахъ стержня E (фиг. 149), опредѣляется формулой

$$D = \mu T \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 18)$$

гдѣ T — напряженіе поля, μ—постоянная величина, зависящая отъ природы стержня E и называемая его коэффиціентомъ намагничиванія. Магнитный моментъ M, получаемый стержнемъ, выразится слѣдовательно черезъ $M = \mu VT$ (гдѣ V обозначаетъ объемъ стержня; сравн. § 113). Эта формула остается также спра-

Фиг. 149.



ведливой для стержней E неправильной формы. Временный магнитный моментъ M стержня E опредѣляется по методу колебаній § 101. Такимъ способомъ мы получаемъ изъ уравненія 18 величины для коэффиціента намагничиванія μ, собранныя въ слѣдующей табличкѣ:

Желѣзо.	32.00	Ртуть.	$-0{\cdot}_{5}03$
Магнитный желѣзнякъ	8.00	Висмутъ.	$-0{\cdot}_{6}15$
Желѣзный колчеданъ .	0.15	Вода	$-0{\cdot}_{6}10$
Окись марганца . . .	0.05	Углекислота	$-0{\cdot}_{8}40$

Электризація черезъ вліяніе.

§ 175. Если проводникъ L заполняетъ, какъ показано на фиг. 150, трубку силъ электрическаго поля, напряженіе котораго T, то одна концевая поверхность его заряжается отрицательно, а другая положительно. Направленіе этой индуктированной электризаціи совпадаетъ съ положительнымъ направленіемъ линій силъ поля. Электрическая плотность D, проявляющаяся на концевыхъ поверхностяхъ, опредѣляется по § 23 формулой:

$$D = \varepsilon T \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 19)$$

гдѣ $\varepsilon = \frac{1}{4\pi}$.

Коэффиціентъ электризаціи.

Это явленіе слѣдовательно сходно съ индукціей магнитизма. Коэффиціентъ электризаціи ε проводника ($\frac{1}{4\pi} = 0{,}08$) гораздо меньше коэффиціента намагничиванія μ для мягкаго желѣза. Кусокъ мягкаго желѣза, помѣщенный въ магнитное поле, измѣняетъ послѣднее такъ же, но въ 400 разъ сильнѣе, чѣмъ одинаковой формы проводникъ, помѣщенный въ подобное электрическое поле (§ 24).

Коэффиціентъ электризаціи дурныхъ проводниковъ.

Коэффиціентъ электризаціи ε будетъ меньше для дурныхъ проводниковъ и непроводниковъ, нежели для проводниковъ. Электризація черезъ вліяніе происходитъ и безъ содѣйствія проводимости; однако процессы, обусловленные проводимостью, (токопроцессы) постепенно усиливаютъ дѣйствіе черезъ вліяніе и въ полупроводникахъ. Въ слѣдующей

табличкѣ помѣщены величины ε для различныхъ веществъ (по изѣреніямъ Больцмана).

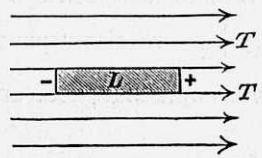
Вода.	$\frac{1}{4\pi}$ 0·985	Маслородный газъ.	$\frac{1}{4\pi}$ 0·0005
Полупроводящій газъ	$\frac{1}{4\pi}$ 0·85	Углекислота. . .	$\frac{1}{4\pi}$ 0.00 2
		Воздухъ	0
Сѣра	$\frac{1}{4\pi}$ 0·75	Водородъ. . . .	$\frac{1}{4\pi}(-0{\cdot}0002)$
Керосинъ . . .	$\frac{1}{4\pi}$ 0·45	Пустота	$\frac{1}{4\pi}(-0{\cdot}0003)$

Электрическая сила внутри тѣла, наэлектризованнаго черезъ вліяніе.

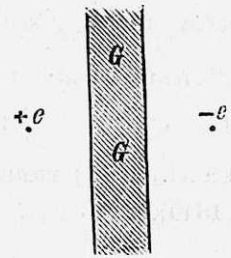
§ 176. Внутри тѣла L (фиг. 150), коэффиціентъ электризаціи котораго больше соотвѣтствующаго коэффиціента для воздуха, дѣйствующія силы, паденіе электрическаго потенціала, будутъ слабѣе, нежели внѣ его, такъ какъ въ послѣднемъ случаѣ дѣйствіе на разстояніе вызванныхъ черезъ вліяніе зарядовъ усиливаетъ, въ первомъ, напротивъ, ослабляетъ электрическія силы поля. Внутри *проводника* электрическая сила даже равна нулю (§ 5).

Помѣщенная между двумя электрическими точками $+e$ и $-e$ стеклянная пластинка ослабляетъ слѣдовательно ихъ взаимодѣйствіе (фиг. 151).

Фиг. 150.



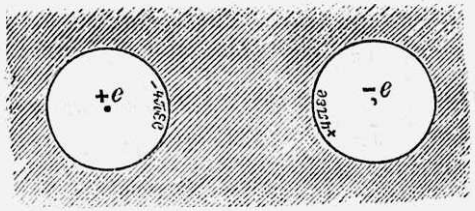
Фиг. 151.



Если вообразимъ, что эти точки окружены воздушными шарами радіуса r (фиг. 152), остальное-же поле выполненнымъ веществомъ, коэффиціентъ электризаціи котораго ε, то, благодаря индуктирующему дѣйствію $+e$, на поверхности шара I появится электрическая масса

$$-D.\,4\pi r^2 = -\varepsilon T.4\pi r^2 = -\varepsilon \frac{+e}{r^2}.\,4\pi r^2 = -4\pi\varepsilon e$$

Фиг. 152.



Діэлектрическая и діамагнитная постоянныя.

Вслѣдствіе этого совокупное внѣшнее дѣйствіе $+e$ и противоположной шаровой поверхности будетъ лишь такое, какъ дѣйствіе электрической массы $+e$ $(1-4\pi\varepsilon)$. Дѣйствіе на разстояніи, паденіе потенціала, вызываемое электрическими магнитными массами, въ средѣ діэлектрической диамагнитной, коэффиціентъ электризаціи намагничиванія которой ε, будетъ меньше соотвѣтствующаго дѣйствія въ воздухѣ въ отношеніи $\frac{1-4\pi\varepsilon}{1}$ (Гельмгольцъ). Постоянное количество $\frac{1}{1-4\pi\varepsilon}=(1+4\pi\varepsilon)=\eta$ называется діэлектрической диамагнитной постоянной среды.

§ 177. Чтобы зарядить до заданной разности потенціаловъ пластинки доски Франклина, діэлектрикъ которой обладаетъ коэффиціентомъ электризаціи ε (діэлектрическая постоянная η), потребуется количество электричества въ $\frac{1}{1-4\pi\varepsilon}$ большее (η разъ большее), чѣмъ при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ въ воздухѣ. Емкость конденсатора пропорціональна діэлектрической постоянной $\eta=\frac{1}{1-4\pi\varepsilon}$ его діэлектрика. Измѣреніемъ емкостей (§ 11) можно весьма точно опредѣлить постоянныя η и ε. (Фарадей 1840).

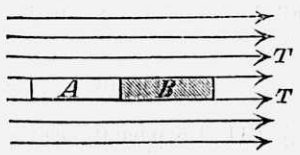
Отталкиваніе тѣлъ, наэлектризованныхъ или намагниченныхъ черезъ вліяніе.

§ 178. Тѣла съ отрицательнымъ коэффиціентомъ электризаціи намагничиванія, находясь въ воздухѣ въ положеніи L (фиг. 150), заряжаются намагничиваются обратно тому, какъ проводники желѣзо. Такія тѣла отталкиваются отъ центровъ силъ всякаго знака. Струя водорода отталкивается въ воздухѣ отъ тѣлъ электрическихъ, струя углекислаго газа напротивъ притягивается. Рѣзкія тѣни такихъ струй могутъ быть сдѣланы видимыми. Висмутъ, кварцъ, вода отталкиваются отъ каждаго изъ полюсовъ сильнаго магнита (тѣла діамагнитныя). Соли желѣза, кобальтъ, никкель напротивъ притягиваются (тѣла парамагнитныя).

Относительный діамагнитизмъ.

§ 179. Плотность заряда намагничиванія на плоскости, раздѣляющей два тѣла A и B (фиг. 153), коэффиціенты которыхъ ε_1 и ε_0, будетъ $\varepsilon_1 T-\varepsilon_0 T=(\varepsilon_1-\varepsilon_0)T$. Тѣло, коэффиціентъ электризаціи намагничиванія котораго ε_1, относится въ средѣ съ соотвѣтствующимъ коэффиціентомъ ε_0 такъ же, какъ тѣло, коэффиціентъ котораго въ воздухѣ $=(\varepsilon_1-\varepsilon_0)$.

Фиг. 153.



Если $\varepsilon_0>\varepsilon_1$, т. е. коэффиціентъ среды больше, то тѣло заряжается черезъ вліяніе противоположное направленію силы T и отталкивается въ этой средѣ отъ центровъ силъ. Тѣла діамагнитныя (ртуть, висмутъ, вода) суть такія, способность къ намагничиванію которыхъ того же рода, какъ и воздуха, но слабѣе. Тѣла, оказывающіяся и въ пустотѣ діамагнитными, имѣютъ болѣе слабую магнитную способность нежели сама пустота.

Остаточный зарядъ.

§ 180. Если удалимъ индуктируемыя тѣла изъ поля, то всякій слѣдъ ихъ магнитнаго или электрическаго момента исчезаетъ. Не то будетъ, если мы имѣемъ дѣло съ полупроводниками. Если ввести такое тѣло въ пространство съ паденіемъ потенціала, то рядомъ съ индукціей является, хотя и слабый, токопроцессъ, заряжающій оконечныя поверхности тѣла на подобіе того, какъ токопроцессъ можетъ въ иныхъ случаяхъ разряжать поверхности съ различными потенціалами (§ 72). Присоединяющіеся такимъ образомъ заряды исчезаютъ весьма медленно (при помощи токопроцесса) съ удаленіемъ тѣла изъ поля.

Остаточный магнитизмъ.

Аналогичное явленіе остающагося заряда мы имѣемъ въ случаѣ стали въ отношеніи ея къ магнитнымъ силамъ. Магнитный моментъ, вызываемый въ стальномъ брускѣ, помѣщенномъ въ магнитномъ полѣ, хотя и уменьшается опять внѣ послѣдняго, но всетаки совершенно не исчезаетъ. Остающійся (реманентный) моментъ тѣмъ больше, чѣмъ закаленнѣе сталь и чѣмъ больше временно индуктированный моментъ, т. е. чѣмъ больше была дѣйствующая сила поля, но не превосходитъ предѣла 50 (сант.$^{5/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$ на каждый граммъ вѣса стали). Остающійся моментъ въ первыя недѣли послѣ намагничиванія испытываетъ незначительное паденіе, но послѣ этого остается постояннымъ. Мы изучали магнитное дѣйствіе на разстояніе въ § 99 и слѣд. именно на такихъ стержняхъ съ реманентнымъ магнитизмомъ.

Вліяніе сотрясенія на намагничиваніе.

§ 181. Сотрясенія стальнаго стержня, находящагося въ магнитномъ полѣ, усиливаютъ реманентное намагничиваніе; напротивъ, сотрясенія внѣ намагничивающаго поля ослабляютъ его. Сюда относятся: намагничиваніе по способу натиранія; приготовленіе первыхъ магнитныхъ стержней помощью магнитнаго желѣзняка, встрѣчаемаго въ природѣ; намагничиваніе дѣйствіемъ земнаго магнитизма и магнитнымъ дѣйствіемъ катушки, по которой пробѣгаетъ токъ.

Вліяніе температуры на намагничиваніе.

Повышеніе температуры ослабляетъ реманентный моментъ и именно на 0.001 его величины на 1° Ц. для закаленной стали, для худшихъ же сортовъ стали на гораздо болѣе значительную величину. Пониженіе температуры повышаетъ реманентный моментъ на равную величину.

Сравненіе намагничиванія черезъ вліяніе съ индукціей токовъ.

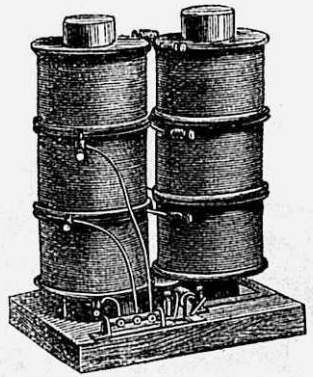
§ 182. Временное намагничиваніе имѣетъ нѣкоторое сходство съ индукціей токовъ Фарадея. Если приблизимъ проводникъ къ магниту, то появится индуктированный токъ, превращающійся конечно тотчасъ же въ теплоту; но этотъ токъ длился бы, подобно индуктированному

магнитизму, долгое время, если-бы сопротивленіе проводника было безконечно малое. Проводникъ производилъ-бы тогда магнитныя дѣйствія во все время нахожденія въ магнитномъ полѣ. Въ виду этого сходства, слѣдуетъ обратить особенное вниманіе на то, что магнитныя дѣйствія индуктированныхъ токовъ имѣютъ обратное направленіе съ магнитнымъ дѣйствіемъ индуктированныхъ парамагнитовъ: первые препятствуютъ, вторые, напротивъ, способствуютъ приближенію индуктируемаго тѣла къ магниту.

Электромагниты.

§ 183. Внутри спирали радіуса въ 2 сант. изъ 30 оборотовъ появляется (по § 141) при токонапряженіи въ 1 амперъ сила магнитнаго дѣйствія тока въ 10 (сан.$^{-1/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$). Поэтому стержень изъ мягкаго желѣза внутри такой спирали получаетъ на полюсахъ магнитную плотность (§ 113) $\mu 10 = 320$ сн.$^{-1/2}$ гр.$^{1/2}$ сек.$^{-1}$ ($\mu = 32$ § 174), т. е. онъ весьма сильно намагничивается. Тотчасъ по прекращеніи тока въ спирали временное магнитное состояніе стержня прекращается (Араго 1824). Сильныя дѣйствія такихъ электромагнитовъ (фиг. 154), которые мы можемъ, смотря по надобности, воспроизвести замыканіемъ тока, имѣютъ важныя научныя и техническія примѣненія.

Фиг. 154.

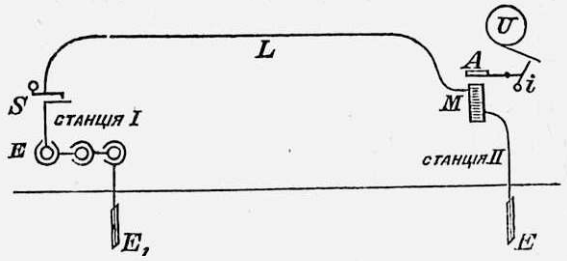


Телеграфія.

§ 184. Включая проводникъ L между двумя весьма отдаленными пунктами (станціями) I и II (фиг. 155) и присоединяя его въ II къ электромагниту M, а въ I смыкая и размыкая помощью ключа S токъ, мы имѣемъ возможность посылать сигналы и письменные знаки изъ I въ II.

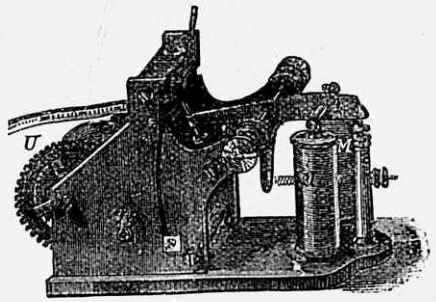
Электромагнитъ M при замыканіи тока протягиваетъ кусокъ желѣза A (якорь), который въ свою очередь приводитъ въ прикосновеніе

Фиг. 155.

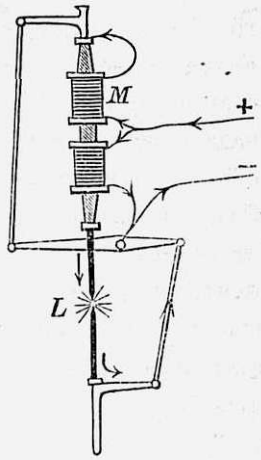


молоточекъ *i* къ колокольчику (акустическіе сигналы на желѣзныхъ дорогахъ) или же прижимаетъ пишущій штифтикъ *i* къ бумажной лентѣ (телеграфія; Земмерлингъ 1825, Гауссъ и Веберъ 1833). Эта бумажная лента протягивается равномѣрно помощью часоваго механизма U надъ штифтомъ *i*, при чемъ получаются на ней, смотря по длинѣ промежутка

Фиг. 156.



Фиг. 157.



замкнутія тока въ I, знаки въ видѣ точекъ и тире, о значеніи которыхъ напередъ условливаются (Телеграфъ Морзе) (фиг. 156).

Земля какъ обратный проводъ.

Для соединенія двухъ станцій между собою достаточно одного телеграфнаго провода. Концы его E_1 и E погружаются въ землю (земляныя пластины), удѣльное сопротивленіе которой хотя велико, но по-

перечный разрѣзъ за то весьма большой. Сопротивленіе земляпаго сообщенія неизмѣримо мало. (Штейнгейль 1838).

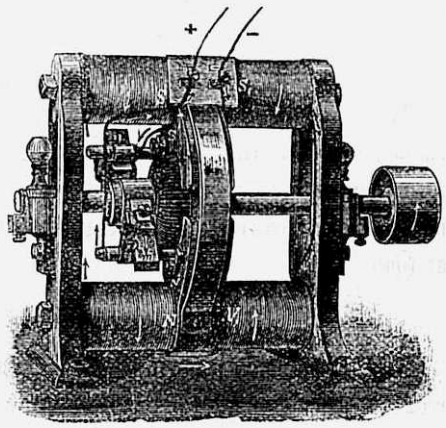
Другіе электро-магнитные приборы.

Сюда относятся: электромагнитная передача колебанія маятника часовъ; электрическіе часы; самодѣйствующіе токопрерыватели въ индуктивныхъ аппаратахъ; электрическіе звонки; камертоны, приводящіеся въ колебаніе электромагнитизмомъ (Мельде); регуляторы для вольтовой дуги § 46. Дѣйствіе послѣдняго прибора основано на слѣдующемъ: сила электромагнита M (фиг. 157), удерживающаго угли на нѣкоторомъ разстояніи другъ отъ друга и включеннаго съ ними въ одну и ту же цѣпь, уменьшается по мѣрѣ сгоранія послѣднихъ, чѣмъ достигается уменьшеніе длины самой вольтовой дуги.

Машины Вильде и динамомашины.

§ 185. Вмѣсто постоянныхъ магнитовъ въ нѣкоторыхъ случаяхъ пользуются при машинахъ для полученія тока (§ 169) электромагнитами, по катушкамъ которыхъ проходитъ токъ отъ отдѣльной небольшой машины. (Вильде 1866). Въ большинствѣ случаевъ слѣдуетъ стараться воспользоваться токомъ самой машины, который пропускаютъ по катушкамъ электромагнитовъ (Сименсъ 1867). Въ этихъ машинахъ, наз. динамо-машинами (фиг. 158), появляется токъ въ силу незначительнаго остаточнаго магнитизма въ стержняхъ изъ мягкаго желѣза или же вслѣдствіе магнитизма, индуктированнаго земнымъ магнитизмомъ. Появляющійся такимъ образомъ сначала слабый токъ усиливаетъ магнитизмъ желѣзныхъ стержней и, благодаря этому, усиливается также постепенно и дѣй-

Фиг. 158.

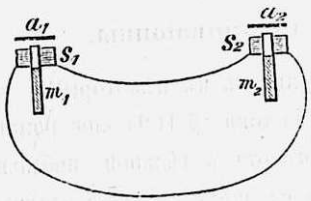


ствіе машины до тѣхъ поръ, пока желѣзо не будетъ намагничено до насыщенія. Степень временнаго намагничиванія желѣза гораздо выше, чѣмъ степень реманентнаго намагничиванія стали, вслѣдствіе чего описанныя въ § 169 машины обладаютъ, по сравненію съ динамомашинами, лишь незначительной силой.

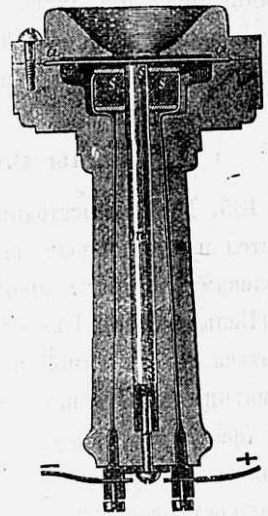
Телефонъ.

§ 186. На концахъ двухъ сильныхъ постоянныхъ магнитовъ m_1 и m_2 (фиг. 159) находятся двѣ катушки s_1 и s_2 съ большимъ числомъ

Фиг. 159.



Фиг. 160.



оборотовъ; обѣ катушки соединены между собою телефоннымъ проводомъ. Если говорить противъ пластинки a_1, помѣщенной у конца магнита m_1, то колебанія ея вызываютъ индуктивные токи въ катушкѣ s_1, которые передаются и катушкѣ s_2 и она уже въ свою очередь приводитъ въ колебаніе пластинку a_2, находящуюся противъ магнита m_2 (телефонъ Беля) (фиг. 160).

Электрооптическія явленія.

§ 187. Вся среда, наполняющая магнитное или электрическое поле, находится въ особомъ, напоминающемъ упругое натяженіе, состояніи, которое обусловливаетъ электрическое и магнитное дѣйствія на разстояніе. Существованіе такого состоянія среды дѣлается замѣтнымъ съ помощью принимаемыхъ ею при этомъ оптическихъ свойствъ, которыя приближаются къ оптическимъ свойствамъ кристалловъ и находящихся въ упругомъ натяженіи тѣлъ.

Въ самомъ дѣлѣ: какъ въ упруго измѣненномъ тѣлѣ, такъ и въ электрическомъ полѣ, лучъ, перпендикулярный къ направленію силъ, имѣетъ различную скорость движенія (показатель преломленія), смотря по тому будетъ ли онъ поляризованъ по направленію силъ или же перпендикулярно къ нимъ. (Керръ 1875). Равнымъ образомъ плоскость поляризаціи луча, направленнаго по силамъ магнитнаго поля напр. во флинтъ-гласѣ, вращается (Фарадей 1840) на протяженіи 1 сн. вдоль линіи силы, напряженіе которой 100 (сн. $-^1/_2$ гр. $^1/_2$ сек. $-^1$), на 2 градуса и совершенно такъ же, какъ плоскость поляризаціи луча, направленнаго по оси кварцеваго кристалла. Гораздо большее магнитное вращеніе плоскости поляризаціи получается въ мягкомъ желѣзѣ. [Отраженіе поляризованнаго свѣта отъ магнитныхъ поверхностей (Керръ). Прохожденіе поляризованнаго свѣта сквозь тонкія желѣзныя пластинки (Кундтъ).]

КОНЕЦЪ.

ОГЛАВЛЕНІЕ.

Стран.

Предисловіе . . . . . —
Введеніе . . . . . —

I. Объ электричествѣ.

Электрическое состояніе 1
Электроскопъ 2
Два рода электричества . . . . . —
Проводники и непроводники 3
Заряженіе съ поверхности 4
Индукція 5
Лейденская банка 6
Увеличеніе заряда 7
Электрическія машины 8
Счетная банка. Количество. Потенціалъ. Емкость 9
Діэлектрическая постоянная 10
Законъ обратной пропорціональности квадратамъ разстояній . . . . . —
Количество электричества 11
Работа электричества 12
Потенціалъ. Поверхности уровня. Линіи силъ . . . . . —
Свойство проводниковъ 14
Емкость. Энергія 15
Потенціалъ и емкость шара . . . . . —
Дѣйствіе шара наружу 16
Шаровая лейденская банка 17
Франклинова доска 18
Электрометръ . . . . . —
Дополнительныя предложенія 19
Разные случаи индукціи 21

II. Объ электрическомъ токо-состояніи.

1. Измѣреніе малыхъ разностей потенціаловъ.

Слабое, но быстрое заряженіе 23
Измѣреніе слабыхъ зарядовъ . . . . . —
Электроскопъ Беренса . . . . . —
Квадратный электрометръ 24
Элементъ Даніэля 25

Стран.

2. О различныхъ процессахъ электризаціи.

Наблюденія, послужившія началомъ дальнѣйшихъ изслѣдованій. Животное электричество. Опытъ Вольты 26
Разности потенціаловъ при сопротивленіи металловъ 27
Электризація теплотой. Электризація свѣтомъ 28
Актиноэлектризація. Пироэлектризація 29
Піэзоэлектризація. Электризація химическими дѣйствіями 30
Указаніе на законъ Томсона 31
Продолженіе объ опытѣ Вольты.—Зарядъ пламени 32
Атмосферное электричество 33

3. Сложеніе разностей потенціаловъ.

При электрическихъ явленіяхъ играютъ роль разности потенціаловъ, но не абсолютные потенціалы. Послѣдовательное соединеніе 34
Соединеніе другъ противъ друга. Еще объ опытѣ Вольты 35
Законъ Вольты. Термо-электрическіе элементы. Нейтральная точка 36
Термо-электрическія батареи. Параллельное соединеніе 37
Искра при приближеніи электродовъ. Потокъ искръ . . . . . —

4. Установившееся токо-состояніе. Теплота развиваемая въ проводникѣ, находящемся въ электрическомъ токо-состояніи 38
Замыканіе цѣпи. . . . . —
Вольтова дуга. Энергія проводника, находящагося въ электрическомъ токо-состояніи 39
Установившееся токо-состояніе 40
Теплота, развиваемая въ проводникѣ, находящемся въ электрическомъ токо-состояніи. Паденіе потенціала 41
Законъ Джауля 42
Распредѣленіе электрическаго токо-состоянія между двумя проволоками, включенными параллельно.—Формулировка закона Джауля 43
Сопротивленіе проводника. Удѣльное сопротивленіе 44
Абсолютная единица мѣры для сопротивленія 45
Единица Сименса.—Распредѣленіе потенціаловъ въ неоднородной цѣпи . . . 46
Законъ Ома. Токо-напряженіе.—Историческая замѣтка 47
Дѣйствія проводника, находящагося въ электрическомъ токо-состояніи. Абсолютная единица токо-напряженія. Общее сопротивленіе параллельнаго развѣтвленія 48
Первая теорема Кирхгофа. Плотность токонапряженія. Вторая теорема Кирхгофа . 49
Наложеніе электровозбудительныхъ дѣйствій 50

5. Примѣненіе законовъ Ома, Кирхгофа и Джауля.

Сопротивленіе проводниковъ, введенныхъ послѣдовательно 50
Полезное и вредное сопротивленіе. Электрическая лампа накаливанія 51
Составленіе батареи 52
Балластъ и шунтъ. Вѣтвленіе проводника и мостъ 53
Телеграфная встрѣчная передача. Мостъ Уитстона. Нейзильберный эталонъ. Измѣреніе сопротивленій 54

Стран.

Распредѣленіе токосостоянія въ проводникахъ о трехъ измѣреніяхъ. Первый законъ Кирхгофа 55
Составляющія токонапряженія. Линіи токонапряженій. Поверхности равной плотности токонапряженія 56
Распредѣленіе потенціала на поверхности. Трубки токонапряженій 57
Сопротивленіе расширенія 58

6. Сравненіе работы, производимой въ проводникѣ, находящемся въ токосостояніи съ электрической работой.

Разрядъ лейденской банки при помощи токо-процесса. Разрядъ лейденской банки движеніемъ . . . . . —
Замѣна обоихъ процессовъ разряженія лейденской банки другъ другомъ. Электрическій токъ. Направленіе тока. Законъ Рисса. Установившійся токъ. Законъ Кирхгофа 60
Установившееся движеніе. Сопротивленіе 61

7. Обратимость явленій электризаціи.

Обратимость явленій природы. Опытъ Пельтье 62
Электрическая деформація. Токи сквозь діафрагму. Переносъ массъ вдоль проводника. Электролизъ 63
Описаніе электролитическихъ процессовъ. Электролизъ смѣсей 64
Поверхности раздѣла. Опытъ Фарадея. Законы Фарадея. 1-й законъ Фарадея . 65
2-й законъ Фарадея. Химическая единица токонапряженія 66
Единица Якоби. Химическія дѣйствія разряда лейденской банки. Опыты Фарадея 67
Контръ-электровозбудительная сила электролитовъ. Паденіе потенціала и контръ-электровозбудительная сила. Поляризаціонный токъ и обращеніе электролиза 68
Аккумуляторы. Законъ Гельмгольца. Постоянные элементы 69
Подкисленіе воды. Элементъ Даніэля 70
Элементы Бунзена и Грове, Элементъ Лекланше 71

III. О магнитномъ дѣйствіи на разстояніе.

1. Магнитизмъ стали.

Уголъ склоненія. Магнитные меридіаны 71
Пара силъ, приложенная къ горизонтальному магниту 72
Направляющій моментъ горизонтальнаго магнита. Законъ синусовъ. Полюсы магнитнаго стержня. Качаніе магнитнаго стержня. Время колебанія . . 73
Методъ колебаній Гаусса. Балистическое качаніе. Статистическій методъ . . . 74
Дѣйствіе магнитовъ на разстояніе. Дѣйствіе полюсовъ. Поясъ безразличія. Линейные магниты. Законъ Ампера 75
Количество магнитизма. Равенство количествъ магнитизма обоихъ полюсовъ одного и того же магнита. Абсолютная единица количества магнитизма. Измѣреніе единицы количества магнитизма 76
Магнитное поле и его напряженіе. Магнитная работа. Магнитный потенціалъ. Магнитныя поверхности уровня и линіи силъ 77

Стран.

Равномѣрное магнитное поле. Магнитный моментъ. Магнитное поле земли . . 78
Потенціалъ элементарнаго магнита. Напряженіе вдоль оси элементарнаго магнита . 79
Сравненіе напряженія магнитнаго поля земли съ напряженіемъ поля, порожденнаго стальнымъ магнитомъ 80
Горизонтальная слагающая земнаго напряженія. Полная земная магнитная сила и уголка наклоненія 81
Полное напряженіе магнитнаго поля земли. Карта уголъ наклоненія 82
Карта полныхъ напряженій 83
Магнитный потенціалъ земли. Измѣненіе земнаго магнитизма Сложеніе линейныхъ магнитовъ 84
Строеніе магнитовъ. Форма линейныхъ магнитовъ. Подково и колокольчикообразные магниты 85
Безконечно-длинные линейные магниты. Сложеніе линейныхъ магнитовъ, произвольно направленныхъ 86
Астатическая стрѣлка. Сложеніе линейныхъ магнитовъ, одинаково направленныхъ. Удѣльный магнитный моментъ (магнитный моментъ на единицу массы) 87
Магнитная плотность (магнитный моментъ на единицу поперечнаго сѣченія). Магнитные слои 88
Потенціалъ элемента слоя. Потенціалъ магнитнаго слоя 89
Потенціалъ плоскаго магнитнаго слоя. Потенціалъ половины плоскаго магнитнаго слоя 90
Линейный магнитный слой. Поверхности уровня и линіи силъ линейнаго магнитнаго слоя. Потенціалъ линейнаго магнитнаго слоя 91
Силовое дѣйствіе одной заряженной линіи 92
Силовое дѣйствіе одной заряженной плоскости. Распространеніе силоваго дѣйствія 93

3. Магнитизмъ токовъ.

Открытіе Эрштедта. Сила магнитнаго дѣйствія тока 94
Знакъ силы магнитнаго дѣйствія тока. Безразличное равновѣсіе стрѣлки. Направленіе силы магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока 95
Линіи силъ магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока 96
Униполярное вращеніе. Правило Ампера. Барлово колесо 97
Направленіе, въ которомъ устанавливается магнитная стрѣлка подъ дѣйствіемъ прямолинейнаго тока. Гальваноскопъ 98
Законъ дѣйствія прямолинейнаго тока на разстояніе 99
Вліяніе паденія потенціала въ проводникѣ. Величина направляющей силы магнитнаго дѣйствія прямолинейнаго тока. Сравненіе силы магнитнаго дѣйствія тока съ горизонтальной слагающей земнаго магнитизма. Законъ пропорціональности 100
Электромагнитная единица мѣры для токонапряженія. Вліяніе поперечнаго сѣченія. Вліяніе проводимости 101
Зависимость отъ токонапряженія. Электромагнитная единица токонапряженія . 102
Измѣреніе электромагнитной единицы токонапряженія 103
Гальванометръ. Переводный множитель. Дѣйствіе мгновеннаго тока . . . . . —
Сравненіе электромагнитной системы съ электростатической системой единицъ . 104
Практическая единица токонапряженія. Магнитное поле прямолинейнаго тока . 105
Многозначительность распредѣленія потенціала 106
Магнитное поле антипараллельныхъ прямолинейныхъ токовъ 107

Стран.

Сравненіе магнитнаго дѣйствія двухъ прямолинейныхъ антипараллельныхъ проводниковъ, находящихся въ токосостояніи, съ дѣйствіемъ магнитнаго слоя 108
Распредѣленіе магнитнаго потенціала въ полѣ сомкнутаго тока 109

4. Примѣненія магнитнаго дѣйствія круговыхъ токовъ.

Магнитное поле круговаго тока. Распредѣленіе магнитной силы вдоль оси круговаго тока 109
Магнитный моментъ круговаго тока. Гальванометръ съ круговымъ токомъ. Тангенсъ-бусоль Бебера 111
Гальванометръ Гельмгольца 112
Дифференціальный гальванометръ Беккереля. Соленоидъ 113
Распредѣленіе магнитной силы вдоль оси соленоида. Мультипликаторъ. Градуированіе мультипликатора 114
Выборъ переводнаго множителя. Электродвигатели. Выборъ числа оборотовъ проволоки въ ихъ катушкахъ 115
Электродвигатель Гефнеръ-Альтенека 116

5. Электрическое дѣйствіе на разстояніе.

Равновѣсіе подъ вліяніемъ магнитныхъ силъ. Величина потенціала магнитнаго слоя въ равномѣрномъ полѣ 117
Напряженіе трубки силъ. Величина потенціала тока въ неравномѣрномъ полѣ . 118
Потенціалъ тока на одинъ магнитный полюсъ. Знакъ работы при передвиженіи тока въ магнитномъ полѣ 119
Электродинамическое дѣйствіе и потенціалъ двухъ токовъ другъ на друга . . 120
Коэффиціентъ индукціи. Взаимодѣйствіе двухъ прямолинейныхъ токовъ . . . 121
Величина электродинамическаго отталкиванія двухъ прямолинейныхъ токовъ . 122
Моментъ вращенія сомкнутаго тока въ равномѣрномъ полѣ 123
Коэффиціентъ индукціи концентрическихъ круговыхъ токовъ 124
Коэффиціентъ индукціи коаксіальныхъ катушекъ. Динамометръ Вебера . . . 125

IV. О явленіяхъ индукціи.

1) Индукція токосостоянія.

Дѣйствія на разстояніе не механическаго свойства 126
Индукція движеніемъ. Направленіе индуктированнаго тока. Одинаковое отношеніе къ индукціи всѣхъ веществъ 127
Вліяніе проводимости. Законъ Ома имѣетъ силу и въ случаѣ индуктированныхъ токовъ 128
Многозначность индуктированнаго распредѣленія потенціаловъ 129
Индукція измѣненіемъ токонапряженія. Индукція измѣненіемъ поперечнаго сѣченія трубки силъ 130
Зависимость индукціоннаго дѣйствія отъ измѣненія магнитнаго напряженія. Законъ пропорціональности 131
Уравненіе индукціи. Спираль Румкорфа 132
Теорія Неймана 133

Стран.

Нѣкоторыя количественныя данныя. Магнитная единица электрическаго потенціала 134
Измѣреніе магнитныхъ единицъ потенціала и сопротивленія. Практическія единицы потенціала и сопротивленія 135
Поясненіе закона индукціи 136
Машины для полученія тока. Электрическая передача силы на разстояніе. Происхожденіе энергіи иддуктированнаго тока 137
Экстра-токъ. Самоиндукція. Электрическое колебаніе 138
Опыты Феддерсена 139
Распространеніе электрическихъ колебаній 140

2. Индукція магнитнаго состоянія.

Временное (индуктированное) намагничиваніе. Направленіе временнаго намагничиванія. Сила и коэффиціентъ временнаго намагничиванія 141
Электризація чрезъ вліяніе. Коэффиціентъ электризаціи. Коэффиціентъ электризаціи дурныхъ проводниковъ 142
Электрическая сила внутри тѣла, наэлектризованнаго черезъ вліяніе 143
Діэлектрическая и діамагнитная постоянныя. Отталкиваніе тѣлъ, наэлектризованныхъ или намагниченныхъ черезъ вліяніе 144
Относительный діамагнитизмъ. Остаточный зарядъ 145
Остаточный магнитизмъ. Вліяніе сотрясенія на намагничиваніе. Вліяніе температуры на намагничиваніе. Сравненіе намагничиванія черезъ вліяніе съ индукціей токовъ 146
Электромагниты. Телеграфія 147
Земля какъ обратный проводъ 148
Другіе электро-магнитные приборы. Машины Вильде и динамомашины . . . 149
Телефонъ. Электрооптическія явленія 150